

ЛИТЕРАТУРА

1. Шолохов А. А., Засорин И. П., Минашин В. Е. и др. Определение температуры в твэлах ядерного реактора. М.: Атомиздат, 1978.
2. Богоявленский Р. Г. Гидродинамика и теплообмен в высокотемпературных ядерных реакторах с шаровыми твэлами. М.: Атомиздат, 1978.
3. Бурданов Н. Г., Костиков Л. Е., Лозовецкий В. В. Исследование локальных коэффициентов теплоотдачи и полей температур в шаровых элементах. — Труды МВТУ, № 307. Исследование процессов в энергетических установках, 1979, вып. 4.
4. Горбис З. Р. Теплообмен и гидродинамика дисперсных сквозных потоков. М.: Энергия, 1970.

[УДК 535.214

О МЕХАНИЗМЕ ПОДДЕРЖАНИЯ ЛАЗЕРНЫМ ЛУЧОМ ГЛУБОКОГО ПАРОВОГО КАНАЛА В ЖИДКОСТИ

А. А. Веденов, Г. Г. Гладуш, А. Н. Явохин

(Москва)

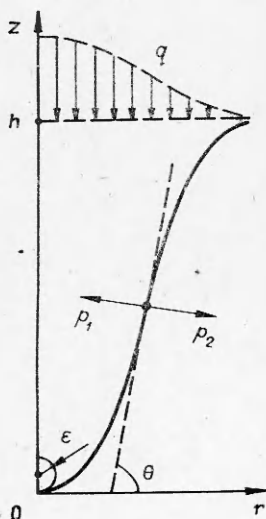
Вопрос о предельной глубине проникновения лазерного луча в материал мишени представляет значительный физический интерес и имеет практическое значение, например для повышения эффективности лазерной сварки. Известно, что с уменьшением скорости движения луча заглублиение его в мишень увеличивается, и можно предположить, что предельная глубина будет достигнута при неподвижном луче. Отметим, что в экспериментах с таким лучом при определенных условиях наблюдалась достаточно стабильная каверна, колебания поверхности которой сравнительно малы [1]. Поэтому представляет интерес в качестве одного из этапов изучения механизма лазерной сварки исследовать модель стационарного парового канала, образованного в жидкости под неподвижным лазерным лучом. Естественно при этом начать с простейших моделей механического и теплового равновесия каверны, не учитывающих плазменных явлений, гидродинамику жидкости, рассеяние света и т. д.

Условием стационарности каверны является равенство давлений p_1 и p_2 (фиг. 1) в каждой точке поверхности. В данной работе предполагается, что p_1 складывается из гидростатического давления в жидкости, внешнего давления p_a и давления сил поверхностного натяжения: $p_1 = d(h - z) + p_a + \sigma k$, а p_2 складывается из давления в паре p и давления отдачи при переносе массы через поверхность каверны. Здесь d — удельный вес жидкости; σ — коэффициент поверхностного натяжения; k — кривизна поверхности канала; h — его глубина. В [2, 3] при аналогичной постановке задачи полагалось $p = \text{const} = p_a$, что исключало влияние динамики течения пара в каверне на ее форму.

В глубоком и узком канале, который характерен для лучевых способов сварки, можно считать, что газодинамические величины задачи являются функциями лишь расстояния от дна каверны z , а тепло- и массообмен на поверхности можно рассматривать как распределенные источники. Поэтому для дальнейшего изучения механизма глубокого проплавления и выяснения роли динамики пара в формировании каверны использованы уравнения квазиодномерной газодинамики

$$(1) \quad (\rho v^2)' = (2r/\sin \theta) j_m, \quad [(p + \rho v^2) r^2]' = \\ = (2r/\sin \theta) j_p, \quad [\rho v r^2 (e + v^2/2) + p v r^2]' = \\ = (2r/\sin \theta) j_e, \quad p = (R/M) \rho T, \quad e = c_p T + \lambda,$$

где r — радиус каверны; ρ , v , T — плотность, скорость и температура пара; j_m , j_p , j_e — плотности потоков массы, импульса и энергии через фазовую поверхность; M — молярный вес материала; λ — скрытая теплота его испарения;



Фиг. 1

e — внутренняя энергия пара. Штрихом обозначена операция d/dz .

Предположим, что поглощение света, испарение и конденсация происходят лишь на поверхности. Если ее температура в данной точке равна T_S , то для потока массы j_m можно воспользоваться известной формулой Кнудсена

$$(2) \quad j_m = j_+ - j_- = \sqrt{\frac{M}{2\pi R}} (p_S / \sqrt{T_S} - p / \sqrt{T}),$$

где p_S — давление насыщенных паров при температуре поверхности T_S ; j_+ и j_- — плотности потоков, направленных внутрь каверны и из нее соответственно. Поток j_+ втекает с тепловой скоростью $v_+ = \sqrt{8RT_S/\pi M}$, направленной по нормали к поверхности. Поскольку в (1) входят лишь осевые проекции скоростей, то

$$(3) \quad j_p = j_+ v_+ \cos \theta - \gamma v j_- + p \cos \theta.$$

Коэффициент γ некоторым эффективным образом учитывает тот факт, что поток j_- уносит молекулы из сравнительно тонкого пограничного слоя пара, текущего со скоростью, в общем случае меньшей, чем скорость пара v на оси потока. Отметим, что j_m , j_p и j_e определяются кинетикой процессов испарения и конденсации вещества на фазовой границе. К сожалению, кинетику фазового перехода трудно согласовать с одномерностью задачи, что вынуждает пользоваться искусственными приемами (например, вводить γ). Плотность потока энергии имеет вид

$$(4) \quad j_e = j_+ (v_+^2/2 + c_p T + \lambda) - j_- (v_-^2/2 + c_p T + \lambda),$$

где $v_- = \sqrt{8RT/\pi M}$ — тепловая скорость молекул в паре.

Как уже отмечалось, в данной модели лазерный луч рассматривается лишь как интенсивный источник тепла, которое выделяется в тонком приповерхностном слое. В длинной узкой каверне можно считать, что отвод тепла в жидкость происходит в радиальном направлении, и аппроксимировать значение теплового потока разностным отношением $\kappa(T_S - T_\infty)/r$, где T_∞ — температура жидкости вдали от парового канала. Пусть лазерный луч имеет гауссово распределение плотности мощности, а вся падающая энергия поглощается полностью. Тогда температуру поверхности T_S можно определить из уравнения баланса тепла

$$(5) \quad q \exp[-(r/r_0)] \cos \theta = \kappa(T_S - T_\infty)/r + j_e.$$

Замыкает систему условие равновесия поверхности

$$(6) \quad d(h - z) + \sigma k + p_a = j_+ v_+ + j_- v_-,$$

где $k = \sin \theta / r + (\sin \theta)' / r'$, а в правой части стоит суммарное давление со стороны пара на жидкость.

Чтобы полностью определить краевую задачу, необходимо задать граничные значения переменных. На дне каверны эти значения связаны соотношениями, выражающими законы сохранения:

$$(7) \quad \begin{aligned} q &= \rho_0 v_0 \lambda + \kappa(T_{S0} - T_\infty)/\varepsilon, \\ \frac{R}{M} \rho_0 T_0 + \rho_0 v_0^2 &= p_a + dh + \frac{2\sigma}{\varepsilon}, \\ \rho_0 v_0 &= j_+(T_{S0}) - j_-(T_0), \quad p_S(T_0) = p(T_0, \rho_0), \end{aligned}$$

где ε — радиус кривизны поверхности на дне. Как и в [4], здесь предположено, что пары в очень тонком приповерхностном слое переходят в состояние насыщения, соответствующее температуре T_0 . В дозвуковом режиме течения система (7) дополняется условием на входе в канал

$$(8) \quad p(h) = p_a.$$

При сверхзвуковом течении это условие заменялось условием разворота $r'(h) \geq A$, где A — достаточно большое число.

Краевая задача, определенная суммой соотношений (1)–(8), решалась численно на ЭВМ БЭСМ-6 для ряда материалов в широком диапазо-

не изменения параметров внешней среды и луча лазера. Расчеты показали, что прямая подстановка параметров, характерных для лазерной сварки материалов, дает неудовлетворительный результат. Поток пара столь интенсивно конденсируется уже вблизи дна, что скорость его падает до нуля на глубине, гораздо меньшей r_0 , т. е. не выполняется одно из основных исходных предположений ($h \gg r_0$). Найдено, что модель непротиворечива для расплавов диэлектриков при внешних давлениях, обеспечивающих дозвуковой режим течения в канале. На фиг. 2 приведена характерная для этого случая форма каверны, а на фиг. 3 — распределение газодинамических величин вдоль ее глубины (1 — скорость пара, 2 — его плотность, 3 — температура; $\rho_N = 0,45 \text{ кг/м}^3$, $v_N = 480 \text{ м/с}$, $T_N = 1070 \text{ К}$). Параметры для расчетов следующие:

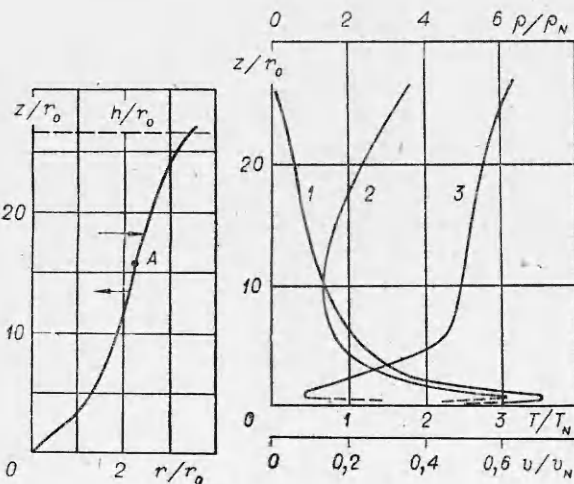
$$q = 0,24 \text{ МВт/см}^2, \quad r_0 = 1 \text{ мм}, \quad p_a = 1,0 \text{ МПа},$$

$$\lambda = 1,9 \text{ кДж/г}, \quad \kappa = 2 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}, \quad \gamma = 0,01.$$

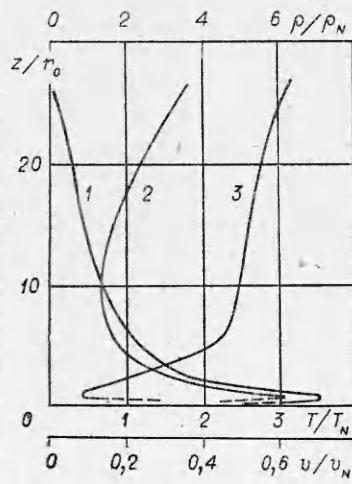
Отметим, что в значительной части канала (выше точки A на фиг. 2) тепловой баланс поддерживается конденсацией пара на стенках. В отличие от [2, 3], где из-за невозможности конденсации пара всегда $r(h) \approx r_0$, здесь радиус каверны на входе определяется динамикой течения и может быть больше радиуса луча. Торможение потока и рост давления объясняются как геометрическим расширением канала, так и уносом массы из потока.

Характерно резкое изменение газодинамических величин вблизи дна. Оно является следствием трудностей в согласовании всех граничных значений переменных в рамках одномерной модели для области, где течение существенно двумерно. Именно характер течения в этой области определил наличие в данной модели критических параметров. На фиг. 4 приведены рассчитанные зависимости глубины каверны в режиме дозвукового течения от плотности мощности (кривая 1) и от теплопроводности материала мишени (кривая 2). Там же указаны полученные критические значения для q и κ . При $q < q_*$ и $\kappa > \kappa_*$ в рамках предлагаемой модели не удалось найти решений, описывающих стационарную глубоководную каверну. Подчеркнем, что существование решения, описывающего такую каверну в дозвуковом режиме определяется течением пара вблизи дна. Однако если такое решение существует, то детали течения в этой области оказывают слабое влияние на основные характеристики потока пара вдали от дна, что подтверждается расчетом.

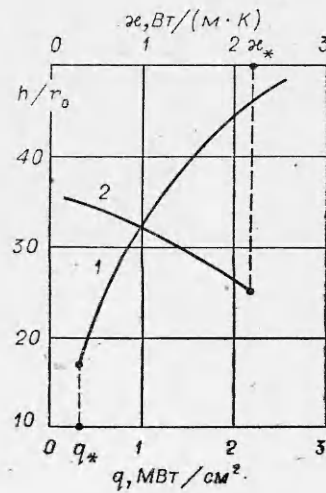
Численное исследование модели в режиме сверхзвукового течения пара показало, что не удается найти таких наборов внешних параметров,



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

которые обеспечивают для каверны условие $h/r_0 > 1$. Общий анализ результатов как в сверхзвуковом, так и в дозвуковом режиме показал высокую чувствительность всей газодинамики к способу определения температуры поверхности T_s , что требует более точного учета переноса тепла от поверхности.

Проведенные численные исследования предложенной модели, учитывающей в квазиодномерном приближении газодинамику пара, а также теплоотвод в жидкость, показали следующее. Модель предсказывает кинжальное проплавление для материалов с достаточно низкой теплопроводностью и внешних давлений, обеспечивающих медленное истечение пара из каверны. В каверне могут существовать значительные области, где равновесие поддерживается не испарением, как в [2, 3], а конденсацией пара на стенки. Ширина канала при этом больше диаметра светового луча, а большая часть энергии луча остается в жидкости. Для описания глубокого проникновения лазерного луча в металлы необходимо, по-видимому, учитывать многоструйность течения пара в каверне, т. е. решать двумерную задачу.

Поступила 21 I 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Антонов В. А., Козлов Г. И. Стационарная лазерная воронка, возникающая при взаимодействии мощного излучения CO_2 лазера с металлом и жидкостью. — Квант. электроника, 1977, т. 4, № 8.
2. Andrews J. G., Athey D. R. Hydrodynamic limit to penetration of a material by a high-power beam. — J. Phys. D: Appl. Phys., 1976, vol. 9, N 15.
3. Углов А. А., Иванов В. В., Кореньков В. Н. Расчет профиля лунки, образованной действием концентрированного источника тепла. — Физика и химия обработки материалов, 1977, № 3.
4. Анисимов С. И., Имас Я. И., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970.

УДК 533.6.013.12

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГИПЕРЗВУКОВЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ФОРМ

*В. А. Бордюг, Ю. А. Ведерников, В. Г. Дулов, А. И. Швец,
В. А. Щепановский*

(Новосибирск, Красноярск, Москва)

Если вопрос построения осесимметричных тел минимального сопротивления практически закрыт, то оптимизация пространственных аэродинамических форм еще требует детальной проработки. Многолетний опыт конструирования рациональных пространственных конфигураций на основе частных точных решений [1–5] и при помощи приближенного описания силового воздействия потока на поверхность тела [5–12] выявил необходимость систематизации экспериментальных результатов [12–16]. Первые численные расчеты обтекания линейных форм [12] только подчеркнули целесообразность проведения параметрических экспериментов по подробному изучению характеристик пространственных тел.

Ниже в дополнение к расчетным результатам [11, 15] и экспериментальным данным [16] исследуется влияние удлинения и миделева контура звездообразного тела с острыми и затупленными передними кромками на его сопротивление. Экспериментально доказывается выявленная при численной оптимизации [11, 15] существенная зависимость относительного выигрыша в сопротивлении звезд от их удлинения.

Показывается также, что и для звездообразных тел с проворотом [17] определяющим параметром является отношение вписанной в мидель и описанной около него окружностей. Причем малое затупление передних кромок практически не сказывается на общем характере рассматриваемых зависимостей. Кроме того, на основе приближений дано сравнение с экспериментом и результатами точных расчетов [18].

1. Одной из особенностей звездообразных конфигураций является то, что среди их многообразия имеются такие, для которых возможно построение точной картины невязкого обтекания с учетом всех сложных не-