

Удаление воды из мелкой ванны под действием импульса лазерного излучения

Л.И. Антонова, Г.Г. Гладуш, А.Ф. Глова, С.В. Дробязко, А.Г. Краснококов, В.С. Майнашев, В.К. Рерих, М.Д. Таран

Экспериментально исследован процесс удаления воды из мелкой ванны под действием импульса излучения CO₂-лазера, сфокусированного в пятно, размер которого существенно меньше длины ванны. Показано, что удельные затраты энергии на удаление воды определяются интенсивностью лазерного излучения на поверхности воды при различных значениях площади фокального пятна и длительности импульса. Методом покадровой съемки исследована динамика удаления. Установлено, что вода удаляется послойно только со стенок каверны, расширяющейся в горизонтальном направлении после окончания импульса излучения. В рамках двумерного приближения проведено численное моделирование процесса удаления воды и предложен механизм, объясняющий наблюдаемую в эксперименте картину удаления.

Ключевые слова: интенсивность излучения, испарение, удельные затраты энергии, каверна, удаление, численное моделирование.

1. Введение

Получение отверстий в материалах с помощью лазерного излучения – один из первых примеров практического применения лазеров [1]. Происходящие при этом физические процессы стали объектом многочисленных исследований. Простейший способ формирования отверстия состоит в том, что материал, нагретый в зоне взаимодействия до температуры выше температуры кипения, превращается в пар и разлетается под действием избыточного давления [2]. Для сверления в таких условиях необходима достаточно высокая интенсивность лазерного излучения. Это приводит к большим энергетическим затратам на сверление из-за высокой удельной энергии испарения большинства материалов. Однако получение отверстий возможно и при меньших интенсивностях излучения, когда основная часть материала мишени удаляется из зоны взаимодействия в виде расплава при температуре, близкой к температуре кипения. Процесс удаления расплава в этих условиях может происходить следующим образом [3].

Под действием основной части лазерного импульса материал в зоне взаимодействия нагревается до температуры плавления, плавится при этой температуре, и в конце импульса температура на поверхности расплава достигает температуры кипения. Возникающее давление импульса отдачи паров, распределенное по всей площади фокального пятна, приводит к вытеснению расплава через узкую щель размером $\sim(\chi\tau)^{1/2}$ на границе фокального пятна с твердым материалом мишени (χ – коэффициент температуропроводности, τ – длительность импульса). Выплес-

кываемый расплав устремляется навстречу лазерному пучку. На выходе из каверны расплав распадается на мелкие светящиеся капли, которые можно наблюдать визуально. С приходом следующего импульса процесс повторяется. Рассчитанные по рассмотренной модели удельные затраты энергии для медной мишени хорошо согласуются с измеренными экспериментально значениями [3].

В определенных условиях возможен также квазистационарный процесс удаления расплава. Под действием давления отдачи струи паров по краям фокального пятна фонтанирует расплавленный материал. Эта модель также нашла экспериментальное подтверждение [4]. В монографии [5] обобщены различные механизмы удаления материала из мишени под действием лазерного излучения без использования газовой струи. Такой способ удаления расплава важен в ряде технологических процессов, например при резке радиационно-загрязненных материалов в атомной и химической промышленности [6]. В процессе аварийно-восстановительных работ, проводимых в нефтегазовой отрасли и при других чрезвычайных ситуациях, также может быть использована лазерная дистанционная резка металлоконструкций [7].

Из результатов экспериментов [8] по резке и сверлению металлов излучением двух лазеров следует, что расплав может удаляться из области взаимодействия и в том случае, когда площадь кипящего расплава, находящаяся в зоне воздействия импульсно-периодического лазера с небольшой средней мощностью, много меньше площади всего расплава, сформированного излучением мощного непрерывного лазера. Очередной импульс излучения импульсно-периодического лазера полностью удаляет расплав, «приготовленный» за время между импульсами, а размер получаемого отверстия близок к размеру области расплава до его удаления. Можно предположить, что из-за отмеченного сильного отличия площади кипящего расплава от площади всего расплава, характер движения расплава при удалении будет отличаться от рассмотренного в работах [3–5]. Информация об этом в литературе отсутствует.

Л.И. Антонова, Г.Г. Гладуш, А.Ф. Глова, С.В. Дробязко, А.Г. Краснококов, В.С. Майнашев, В.К. Рерих, М.Д. Таран. ФГУП «ГНЦ РФ – Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований», Россия, Московская обл., 142190 Троицк, ул. Пушкиных, владение 12; e-mail: afglova@triniti.ru, gladush@triniti.ru

Поступила в редакцию 16 сентября 2010 г., после доработки – 11 февраля 2011 г.

В то же время при практическом применении способа резки металлов излучением двух лазеров вопрос о характере движения расплава и закономерностях его удаления имеет принципиальное значение с точки зрения достижения максимальной эффективности процесса резки. Экспериментальное исследование динамики расплава металлов в этих условиях затруднено, однако существенная информация может быть получена на основе результатов модельных экспериментов, когда вместо расплава металла используется любая другая жидкость, например вода. В ряде работ исследовалось взаимодействие лазерного излучения с жидкостью, в частности с водой. Эти работы в основном были направлены на изучение закономерностей глубокого проникновения лазерного пучка в жидкость большого объема с образованием парогазовой каверны [5, 9–11]. Предложенный в [10] механизм удаления расплава с поверхности жидкости обусловлен термоупругими процессами, для которых необходим короткий лазерный импульс длительностью 10–20 нс. Изучение взаимодействия лазерного излучения с водой представляет также интерес при разработке лазерных методов очистки водной поверхности от загрязнения нефтепродуктами [12].

Целью данной работы являются экспериментальное исследование закономерностей удаления воды из мелкой ванны под действием импульсного лазерного излучения с длительностью импульса ~ 100 мкс и численное моделирование этого процесса в рамках двумерной модели, описывающей течение несжимаемой жидкости.

2. Экспериментальная установка и методики измерений

Источником лазерного излучения служил импульсно-периодический CO_2 -лазер, работающий в режиме одиночных импульсов. Сфокусированный лазерный пучок был направлен вертикально вниз на мишень в виде кюветы, заполненной водой при нормальных условиях. Использовались две кюветы. Для определения количества удаляемой за импульс воды в зависимости от параметров лазерного излучения применялась коническая кювета глубиной 2 мм с диаметром 7.5 мм. Масса удаляемой воды находилась путем взвешивания мишени. Для исследования механизма удаления воды использовалась прямоугольная кювета с прозрачными боковыми стенками, имеющая глубину 3 мм и размеры основания 2×20 мм. Диаметр фокального пятна d , локализованного в центральной части водной поверхности, составлял 1.5–2 мм. Процесс удаления воды регистрировался цифровым фотоаппаратом, работающим в ждущем режиме с временем экспозиции ~ 50 мкс. Время экспозиции определяется длительностью импульса излучения подсвечивающей лампы с набором ослабляющих фильтров и измеряется фотодиодом. О динамике удаления воды судили по снимкам, полученным при воздействии нескольких импульсов лазерного излучения и изменении задержки времени экспозиции относительно начала импульса.

3. Результаты экспериментов и расчетов и их обсуждение

3.1. Удельные затраты энергии на удаление воды

На рис.1 приведена типичная зависимость доли объема удаленной воды N от энергии лазерного импульса E

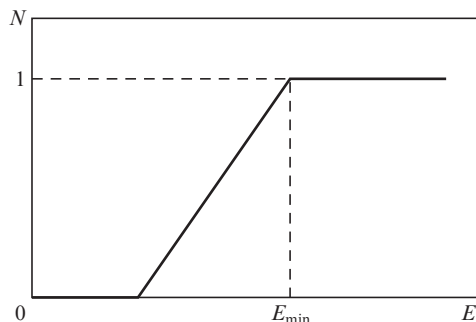


Рис.1. Типичная зависимость доли объема удаляемой воды N от энергии лазерного импульса E .

для конической кюветы. Характер изменения $N(E)$ не зависит от длительности импульса τ и площади S фокального пятна на поверхности воды, которые варьировались соответственно в пределах 30–120 мкс и 0.8–4 мм².

Измеренная минимальная энергия E_{\min} , необходимая для полного удаления воды за один импульс, характеризует эффективность удаления. Соответствующие ей удельные энергозатраты $X = E_{\min}/V$ (V – объем воды в кювете) в зависимости от S и τ представлены на рис.2. Видно, что удельные затраты энергии снижаются при уменьшении S и τ , и для всех X выполняется неравенство $X \ll \rho Q_{\text{ev}} \approx 2.3$ кДж/см³, где ρ – плотность воды, а Q_{ev} – удельная энергия испарения. Следовательно, удаление воды может происходить в результате действия импульса отдачи паров при нагреве тонкого приповерхностного слоя воды толщиной α , примерно равной длине поглощения излучения CO_2 -лазера в воде: $\alpha \sim 10$ мкм $\gg (\chi\tau)^{1/2} \sim 1$ мкм. Поскольку величина импульса отдачи пропорциональна интенсивности излучения на поверхности воды, то представляет интерес конкретный вид зависимости X от интенсивности $I = E_{\min}/(\tau S)$ в данных условиях. Эта зависимость, полученная по экспериментальным точкам рис.2, показана на рис.3. Хорошо видно, что в пределах точности измерений все точки лежат на одной кривой, и не имеет значения, каким образом достигается необходимая интенсивность: за счет изменения площади фокального пятна на поверхности или длительности импульса излучения. Таким образом, удельные затраты энергии на удаление воды зависят от интенсивности излучения (при увеличении интенсивности они уменьшаются).

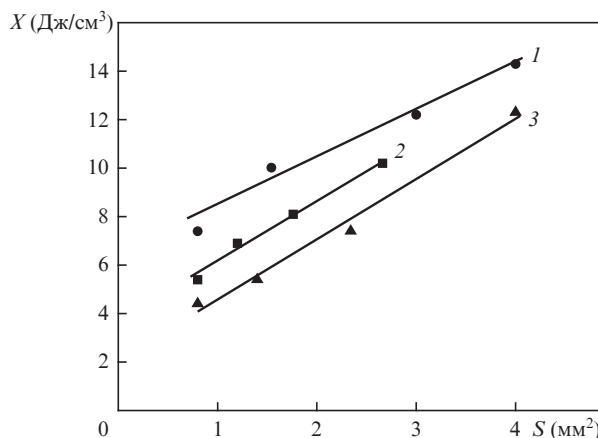


Рис.2. Зависимости удельных затрат энергии X от площади фокального пятна S на поверхности воды при длительности лазерного импульса $\tau = 120$ (1), 60 (2) и 30 мкс (3).

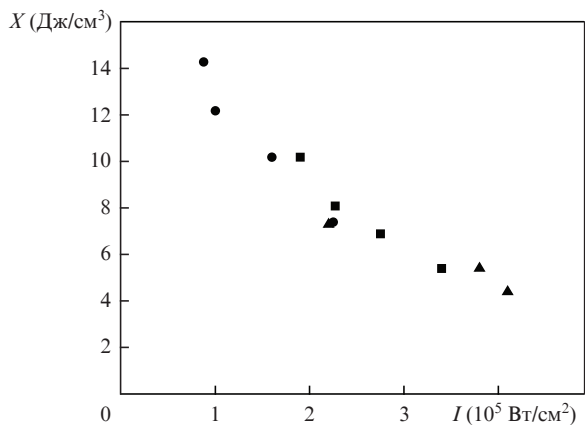


Рис.3. Зависимости удельных затрат энергии X от интенсивности I лазерного излучения на поверхности воды при длительностях импульса $\tau = 120$ (●), 60 (■) и 30 мкс (▲) и разных площадях фокального пятна.

3.2. Динамика удаления воды

3.2.1. Качественное описание

На рис.4 представлены фотографии, полученные в разные моменты времени t после начала воздействия на поверхность воды в прямоугольной кювете импульса лазерного излучения с фиксированными параметрами: $\tau = 80$ мкс, $d = 1.6$ мм, $E = 0.54$ Дж. Измерение размеров каверны в различные моменты времени позволило оценить скорость движения ее границ в горизонтальном (v_x) и вертикальном (v_y) направлениях; зависимости соответствующих скоростей от времени показаны на рис.5.

Исходя из фотографий, приведенных на рис.4, процесс удаления воды можно разбить на несколько этапов. В течение первого этапа (рис.4,а,б) происходит быстрое заглубление и расширение каверны с удалением воды вдоль ее стенок, при этом вертикальная скорость движения границы уменьшается примерно на порядок по сравнению с начальной. В конце второго этапа (рис.4,в–д) каверна до-

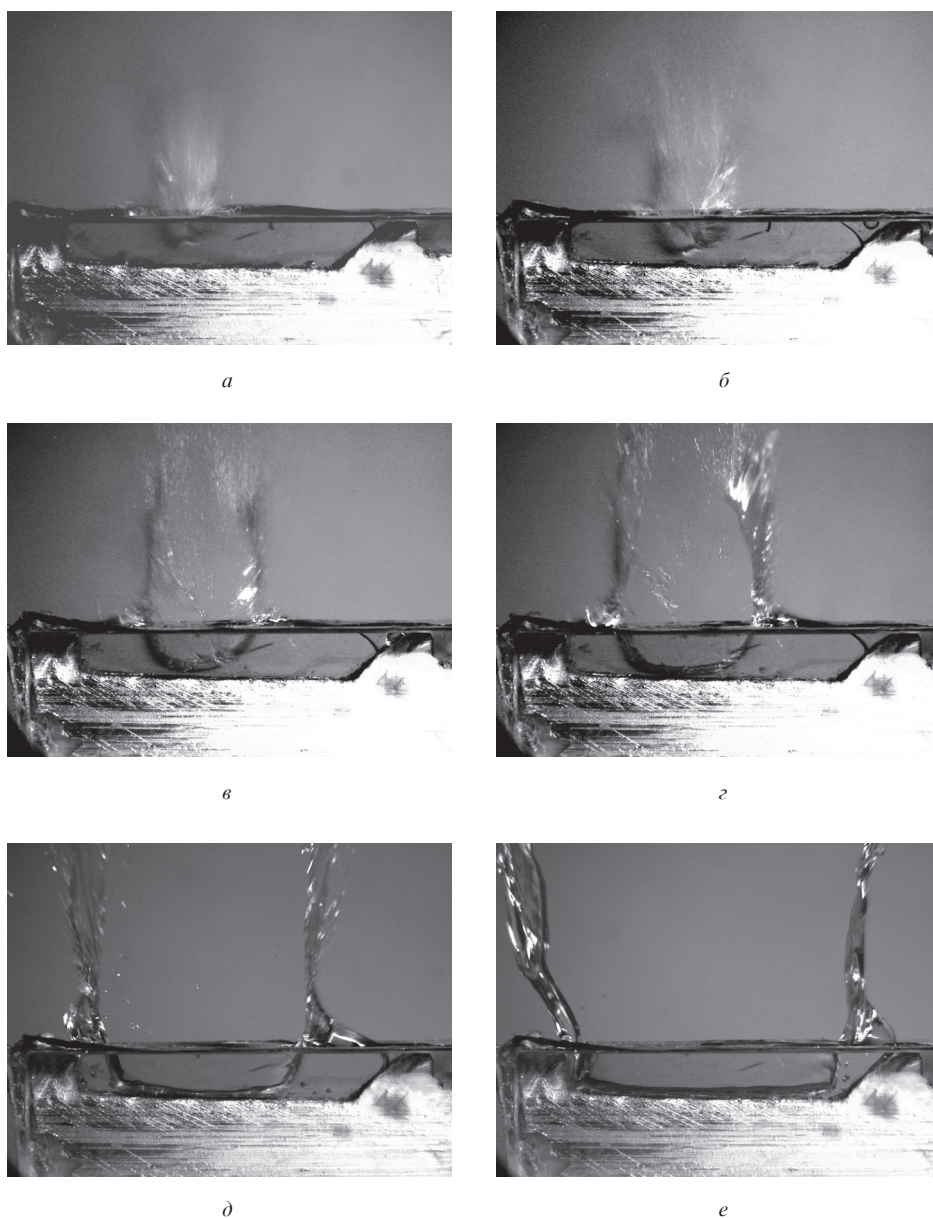


Рис.4. Фотографии мелкой ванны с водой в разные моменты времени после начала воздействия на поверхность лазерного импульса: $t = 105$ (а), 200 (б), 500 (в), 1100 (г), 2600 (д) и 6700 мкс (е).

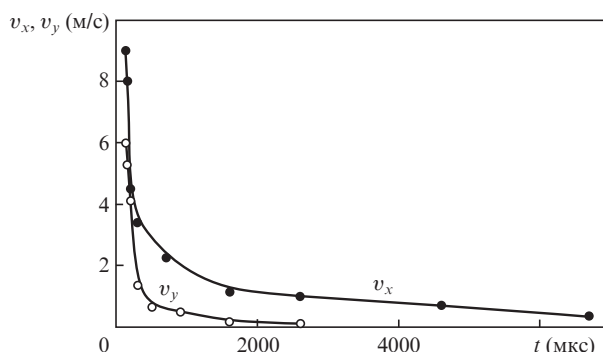


Рис.5. Временные зависимости скоростей перемещения границы каверна–вода в горизонтальном (v_x) и вертикальном (v_y) направлениях.

стигает дна кюветы, горизонтальная скорость движения границы по сравнению со скоростью на первом этапе уменьшается в два-три раза и уровень воды на границе с каверной поднимается на 1–2 мм. Однако и на этом этапе вода удаляется только вдоль стенок каверны. На третьем этапе (рис.4.е) расширение каверны продолжается, горизонтальная скорость движения ее границы становится меньше начальной более чем на порядок и, наряду с удалением воды вдоль стенок каверны, происходит ее удаление и вдоль стенок кюветы.

Тот факт, что вода удаляется вдоль стенок каверны в течение практически всего процесса удаления, является неожиданным. Такого характера удаления естественно было бы ожидать в начале лазерного воздействия в течение времени $l/v_s \sim 10^{-5}$ с ($l = 20$ мм – длина кюветы, $v_s \sim 10^5$ см/с – скорость звука в воде), пока волна давления, сформированная избыточным начальным давлением паров воды, не дошла до края кюветы. Затем должно было бы наблюдаться удаление воды с краев кюветы. Однако этого не происходит, и мы видим послойное удаление воды со стенок каверны в течение всего процесса, причем его длительность (~ 7 мс) заметно превышает длительность импульса лазерного излучения.

Картина, наблюдаемая в эксперименте, качественно очень похожа на процесс выплеска жидкости при падении капли под действием силы тяжести в мелкий водоем [13, 14]. Для качественного объяснения данного эффекта оценим вначале характерное время, необходимое для испарения слоя воды толщиной α . Поскольку в условиях облучения среднее значение интенсивности на поверхности $I \approx 3.4 \times 10^5$ Вт/см², время испарения $\tau_{ev} \approx \rho \alpha Q_{ev} / I \approx 10^{-5}$ с. Это время заметно меньше длительности импульса излучения $\tau = 8 \times 10^{-5}$ с. Поэтому будем считать, что практически вся энергия излучения расходуется на удаление воды, т.е. вся энергия излучения «перекачивается» в кинетическую энергию жидкости. Отметим, что данной энергии с избытком хватит для того, чтобы поднять воду из кюветы на высоту нескольких метров. Формирование струи в начале процесса, когда дно парогазовой каверны не достигло дна кюветы, представляется естественным. Действительно, из-под предмета, брошенного в воду, вода вытекает по кратчайшему пути – вдоль края предмета. Она наталкивается на окружающую воду, разворачивается и поднимается вверх. В нашем случае удивительно то, что такое струйное течение продолжается и тогда, когда дно каверны достигает дна кюветы.

Чтобы разобраться в структуре течения воды на поздних стадиях процесса, ограничимся рассмотрением дина-

мики ее течения после окончания действия лазерного излучения. В качестве начальных условий можно задать распределение начальной скорости в узком и тонком слое жидкости или импульс давления паров воды, возникающий вследствие ее кипения во время действия лазерного излучения. В последнем случае наряду с рассмотрением движения жидкости, необходимо найти распределение температуры. Для наших целей представляется достаточным ограничиться первым начальным условием и рассмотреть только течение воды.

3.2.2. Численное моделирование

При численном моделировании процесса удаления воды мы использовали классическую методику моделирования движения несжимаемой вязкой жидкости SOLA–VOF [15, 16]. Этот алгоритм и его модификации успешно применялись многими авторами для исследования многофазных течений (см., напр., [13, 14, 17]). С помощью данной методики на произвольной неравномерной эйлеровой сетке решаются уравнения Навье–Стокса для жидкости, находящейся в поле тяжести. Изменение формы границы раздела различных сред, где необходимо задать дополнительное граничное условие $\text{div} \mathbf{v} = 0$ и ввести силу поверхностного натяжения, описывается эволюционным уравнением для степени заполнения ячейки данной жидкостью.

В нашем случае в расчетной области находится вода в кювете и область, заполненная атмосферным воздухом вне кюветы. Мы выбрали декартову двумерную геометрию (x, y) , где сила тяжести действует в отрицательном направлении оси y . Поверхностное натяжение не учитывается. Двумерное приближение выбрано по следующим соображениям: движение воды внутри кюветы на протяжении практически всего времени наблюдения должно быть близким к двумерному, поскольку отношение длины кюветы к ее ширине составляет ~ 10 , а диаметр фокального пятна близок к ширине кюветы; «обратное» воздействие жидкости, поднявшейся над краем кюветы и «утраченной» подчинение двумерному описанию, очевидно, невелико, т.к. сила тяжести не «успевает» за время наблюдения существенно повлиять на распределение скорости течения, и характер этого течения полностью определяется начальным воздействием лазерного излучения.

На всей нижней границе расчетной области задавались условия непротекания для нормальной компоненты скорости и проскальзывания для тангенциальной, а на левой и правой боковых границах – условие постоянства давления, равного 1 атм при температуре 300 °С.

Как уже отмечалось, общая картина течения, наблюдаемая в эксперименте, внешне очень похожа на эволюцию поверхности жидкости при падении капли в мелкий водоем. Форма поверхности жидкости определяется скоростью капли, поэтому мы поставили перед собой обратную задачу: найти в области фокального пятна в тонком (~ 0.2 мм) слое жидкости такое распределение скорости v_y , при котором расчетная картина течения была бы близка к экспериментальной. Таким образом, в начальный момент времени во всей расчетной области задаются постоянное давление $p_0(x, y) = 1$ атм и нулевое значение скорости $v_x(x, y)$; в области фокального пятна диаметром 2 мм в слое толщиной 0.2 мм задается распределение скорости $v_y(x, y) = f(x)$, во всей остальной расчетной области $v_y(x, y) = 0$. Следовательно, мы предполагаем, что воздействием лазерного импульса свелось к тому, что небольшой объем жидкости в районе фокального пятна приобрел ки-

нетическую энергию $\varepsilon = \int \rho v_y^2(x, y) dV$. Геометрия расчетной области соответствовала эксперименту: глубина жидкости в кювете 3 мм, длина кюветы 20 мм. Как и в эксперименте, боковые стенки кюветы имеют разные углы отклонения от вертикали.

Были проведены две серии расчетов. В первой серии для однородного распределения $v_y(x, y) = C = \text{const}$ определялись значения C , при которых временные профили внешней границы жидкости близки к полученным экспериментально. В этой серии начальная скорость C изменялась в пределах 90–250 м/с, что отвечает диапазону изменения энергии поступательного движения 4×10^{-3} – 2.5×10^{-2} Дж. Было установлено, что больше всего экспериментальной картине течения соответствует $C = 150$ м/с, однако форма каверны в расчетах при $t < 500$ мкс существенно отличалась от наблюдаемой экспериментально. Во второй серии расчетов использовался параболический профиль распределения скорости в области фокального пятна в начальный момент времени: $f(x) = C - \beta(x - x_0)^2$, где x_0 – координата центра фокального пятна, а β – константа, которая выбиралась такой, чтобы на краю пятна скорость принимала нулевое значение. Ближе всего к эксперименту оказался расчет при $C = 160$ м/с (рис.6). Отметим, что эта ско-

рость соответствует кинетической энергии в начальный момент времени ~ 0.01 Дж, которая меньше энергии импульса излучения лазера более чем в 50 раз.

Анализ результатов численного моделирования позволяет проследить динамику основных параметров в расчетной области (рис.7). Через небольшое время после начала расчета формируется поле давлений (рис.7,а), где зона максимального давления, ограниченная изобарой 2.72 атм, находится под фокальным пятном, а изобара 0.57 атм расположена в воздухе вблизи гребня каверны. Такое распределение давления гасит поступательную скорость под фокальным пятном и разгоняет жидкость в боковых направлениях. В приповерхностном слое вблизи гребня каверны все векторы скорости направлены вверх (рис.7,б). Максимально ускоряются приповерхностные слои жидкости вблизи вершин каверны. Благодаря этому уровень жидкости вблизи стенок каверны поднялся выше начального уровня (рис.7,а). В момент времени $t = 15.5$ мкс максимальная скорость в расчетной области составляет ~ 33 м/с, что почти в пять раз меньше максимальной скорости 160 м/с в начальный момент. Вблизи краев каверны вода по инерции движется в двух направлениях: вверх и горизонтально. Это приводит к экзотической форме поверхности воды –

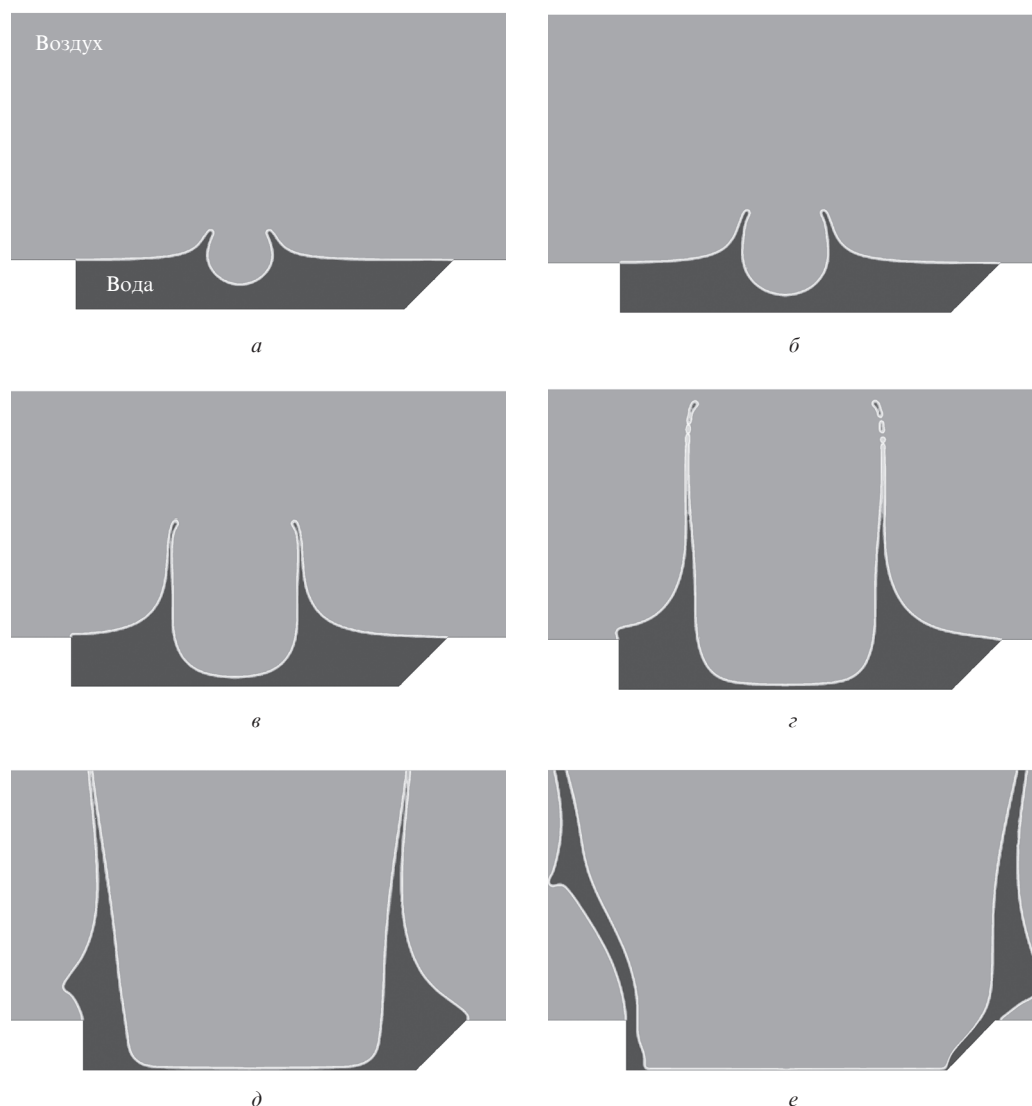


Рис.6. Расчетная динамика течения воды в мелкой ванне в последовательные моменты времени $t = 115$ (а), 215 (б), 515 (в), 1115 (г), 2615 (д) и 6715 мкс (е).

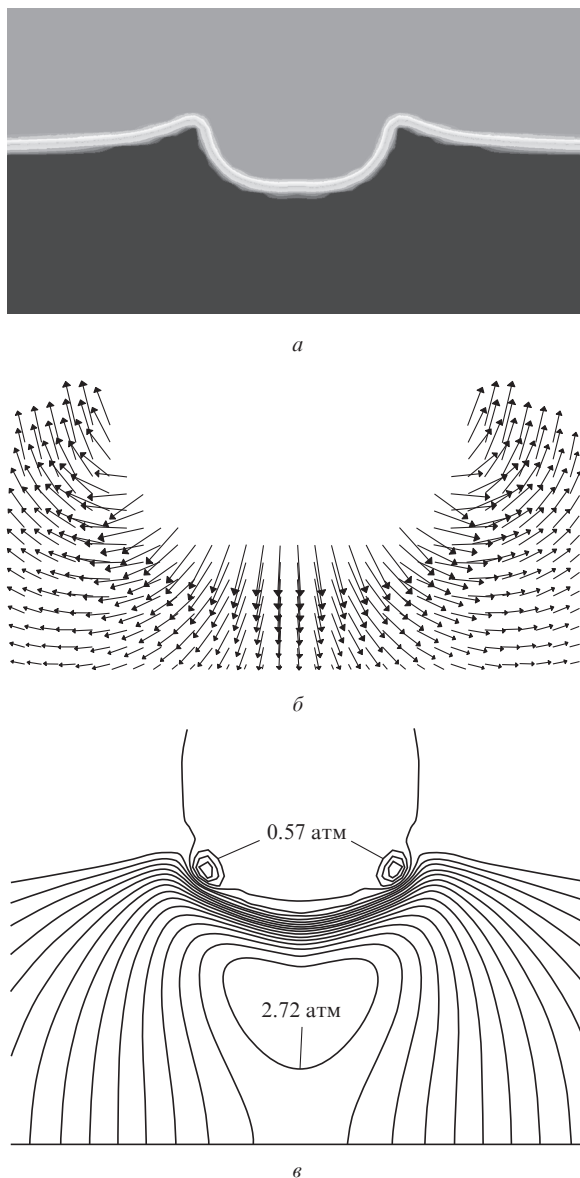


Рис.7. Результаты численного расчета: форма поверхности воды (а), фрагмент поля скоростей в жидкости вблизи стенок каверны (в увеличенном масштабе) (б), изобары (в). Момент времени $t = 15.5$ мкс, максимальная скорость воды ~ 33 м/с.

наличию двух струй на границе каверны (см. рис.6). Формы этих струй отличаются, конечно, от формы струй на рис.4 из-за развития неустойчивости Рэлея, но общий характер течения и его детали вполне соответствуют эксперименту. Отметим, что скорости расширения каверны при $t > 1$ мс по порядку величины также близки к экспериментальным (~ 1 м/с, см. рис.5).

Уменьшение вязкости в десять раз или ее увеличение в два раза не приводило к заметным изменениям результатов, что говорит о ее малой роли в исследуемом явлении. Кроме плоского течения была рассмотрена осесимметричная геометрия вытекания воды. В этом случае жид-

кость также полностью удаляется из каверны, но высота струи меньше, чем в случае плоской геометрии.

4. Заключение

Проведено экспериментальное исследование процесса удаления воды из мелкой ванны под действием импульса излучения CO_2 -лазера. Рассмотрены энергетическая сторона процесса и динамика удаления. Показано, что удельные затраты энергии, необходимые для удаления воды, определяются интенсивностью лазерного излучения на ее поверхности и на два-три порядка меньше энергии испарения и энергии нагрева до температуры кипения воды. Покадровая съемка процесса удаления выявила его необычную динамику, не описанную ранее в литературе. Этот процесс имеет струйный характер, при котором вода удаляется только вдоль стенок каверны, расширяющейся в горизонтальном направлении в течение длительного времени после окончания импульса излучения, и аналогичен динамике всплеска поверхности жидкости при падении капли в мелкий водоем. Эта аналогия послужила основанием для проведения численного моделирования течения воды. Расчеты показывают, что такое течение может быть описано в рамках нестационарной модели несжимаемой вязкой жидкости со свободной границей. Приведенные данные, по-видимому, отражают процессы, происходящие при резке и сверлении металлов излучением двух лазеров, и могут использоваться для интерпретации результатов, полученных при обработке материалов данным способом.

1. Реди Д. *Действие мощного лазерного излучения* (М.: Мир, 1974).
2. Анисимов С.М., Имас Я.А., Романов Г.С. и др. *Действие излучения большой мощности на металлы* (М.: Наука, 1970).
3. Allmen M. J. *Appl. Phys.*, **47**, 5460 (1976).
4. Батанов В.А., Федоров В.Б. *Письма в ЖЭТФ*, **17**, 348 (1973).
5. Веденов А.А., Гладуш Г.Г. *Физические процессы при лазерной обработке материалов* (М.: Энергоатомиздат, 1985).
6. Красюков А.Г., Наумов В.Г., Черковец В.Е., Сенявин А.Б. *Бюллетень «Вопросы утилизации АПЛ»*, №2, 24 (2004).
7. Востриков В.Г., Гаврилюк В.Д., Красюков А.Г. и др. *Химическое и нефтегазовое машиностроение*, №5, 52 (2001).
8. Глова А.Ф., Дробязко С.В., Вавилин О.И., Швом Е.М. *Квантовая электроника*, **32**, 169 (2002).
9. Антонов В.А., Козлов Г.И. *Квантовая электроника*, **4**, 1747 (1977).
10. Kim D., Grigoriopoulos C. *Appl. Surf. Sci.*, **127-129**, 53 (1998).
11. Голубев В.С., Панченко В.Я. В сб. *Глубокое каналирование и филаментация мощного лазерного излучения в веществе* (М.: Интерконтакт Наука, 2009).
12. Аскарьян Г.А., Карлов Е.К., Петров Р.П. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **18**, 665 (1973).
13. Takashi Y. *Proc. Int. Symp. on Mathematical Modeling and Numerical Simulation in Continuum Mechanics* (New York: Springer, 2002).
14. Motzkus C. *These de Doctorat. Etude de la Mise en Suspension de Particules lors de l'Impact de Gouttes* (Université Paris XII – Val-de-Marne, 2007).
15. Nichols B.D., Hirt C.W., Hotchkiss R.S. *SOLA-VOF: A Solution Algorithm for Transient Fluid Flow with Multiple Free Boundaries. Los Alamos Sci. Lab. Report LA-8355* (Los Alamos, 1980).
16. Hirt C.W., Nichols B.D. *J. Comput. Phys.*, **39**, 201 (1981).
17. Витюков В.В., Киселев В.П. *Препринт ИАЭ им. И.В.Курчатова №4271/16* (М.: ЦНИИатоминформ, 1986).