

Роль вязких волн в технологических процессах по схеме тонкого слоя (на примере ультразвуковой металлизации материалов)

А. С. Павловский^{1,*}, С. И. Пугачев^{2,†}, Н. Г. Семенова^{1,‡}

¹Санкт-Петербургский государственный университет, физический факультет, кафедра радиофизики. Россия, 198504, Санкт-Петербург, Ульяновская, д. 3

²Санкт-Петербургский государственный морской технический университет, кафедра физики. Россия, 190008, Санкт-Петербург, Лоцманская, д. 3.

(Статья поступила 07.11.2014; Подписана в печать)

Экспериментально и численно показано, что короткие поперечные вязкие волны, возбуждаемые в тонком слое жидкости, находящемся на поверхности твердого тела, вызывают появление в слое нелинейных эффектов: течений, радиационной силы и гидродинамической кавитации. При ультразвуковой металлизации эти эффекты обеспечивают смачивание твердого тела расплавом металла, создают развитый рельеф его поверхности и обуславливают физико-химическое взаимодействие жидкой и твердой фаз.

PACS: 43.35.-c, 43.35.Lc

УДК: 534.2

Ключевые слова: ультразвуковая металлизация, акустические течения, радиационная сила, смачивание, вязкие волны.

ВВЕДЕНИЕ

В технологических процессах, использующих схему тонкого слоя, общим является последовательность стадий воздействия на элементы системы: смачивание с образованием акустического контакта, подготовка поверхности твердого тела к взаимодействию с жидкой фазой, создание в жидкой фазе условий для протекания физико-химических реакций, в т. ч. на границе с твердой фазой. Обоснованность выделения этих стадий подтверждается многолетней практикой [1, 2]

При реализации схемы тонкого слоя технологический инструмент — волновод ультразвукового преобразователя работает в объеме жидкости, характерный размер которого меньше или много меньше длины акустической продольной волны в жидкости. Инструмент представляет собой осциллирующий преобразователь (диполь), размер которого также значительно меньше длины продольной акустической волны. Его рабочий конец приближен к обрабатываемой поверхности, чтобы создать около нее наибольшую колебательную скорость частиц жидкости. Такое соотношение длины волны и расстояний от излучателя-диполя приводит к отсутствию поля продольных упругих волн [3]. В объеме жидкость ведет себя как несжимаемая. Ее частицы в случае использования инструмента произвольной формы совершают продольно-поперечные колебания с частотой осцилляций. На рис. 1 показаны цифрами области в жидкости и твердом теле, отличающиеся своими колебательно-волновыми свойствами.

Рассмотрим задачу, где малый цилиндрический диполь диаметром $d = 2r$ колеблется в вязкой несжимае-

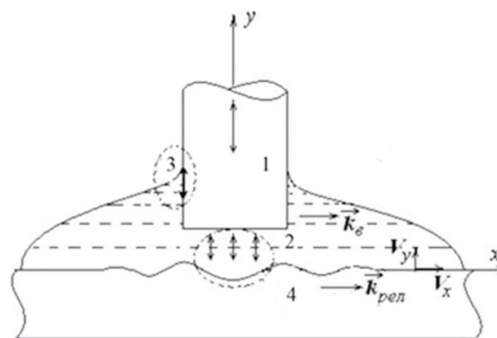


Рис. 1: Типичное расположение акустического инструмента и реагирующих фаз с указанием направлений колебаний их частиц. 1 — ультразвуковой инструмент, 2 — объем рабочей жидкости, 3 — область взаимодействия трех фаз, 4 — твердая фаза

мой жидкости вблизи бесконечной абсолютно жесткой стенки. Диполь осциллирует с частотой ω с колебательным смещением $A = A_0 \cos \omega t$ по нормали к стенке. Геометрия модельной задачи показана на рис. 2.

Объем жидкости ограничен с трех сторон абсолютно жесткими стенками, где скорость жидкости $\mathbf{V} = 0$, и с четвертой стороны — мягкой границей, где давление $P = 0$. На поверхности диполя выполняется граничное условие прилипания. Начальное условие нулевое. Поле скоростей \mathbf{V} и давлений P описывается системой уравнений движения вязкой несжимаемой жидкости и сохранения массы

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V}, \nabla) \mathbf{V} = -\frac{\nabla P}{\rho} + \nu \Delta \mathbf{V}, \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{V} = 0. \quad (2)$$

Здесь ν , η и ρ — кинематическая, сдвиговая вязкости и плотность жидкости. Уравнение (1) нестационар-

*E-mail: artiom.pavlovskiy@gmail.com

†E-mail: spugachev@bk.ru

‡E-mail: tatabukamena@rambler.ru

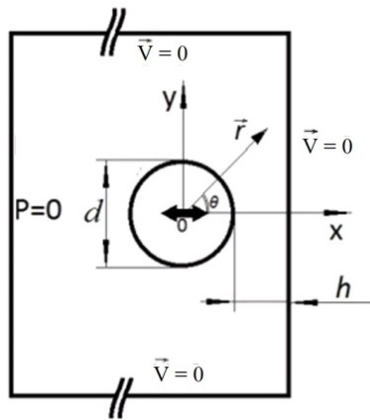


Рис. 2: Геометрия модельной задачи и используемые обозначения

ное нелинейное, что позволяет решать задачу в переходном процессе установления стационарного поля во времени при произвольных числах Рейнольдса.

При описании движения сферически симметричного тела в вязкой несжимаемой жидкости в бесконечно большом объеме (свободном пространстве) параметром подобия является число Рейнольдса

$$Re = \frac{U \cdot d}{\nu} = \frac{A \cdot d}{\delta^2} = \frac{A d}{\delta \delta} = \frac{A h d}{\delta \delta h}. \quad (3)$$

Здесь U — характерная скорость задачи, например, аксиальная скорость диполя. В рассматриваемой задаче характерным размером может быть, кроме d , любая из перечисленных ниже величин: $\delta = \sqrt{2\nu/\omega}$ — толщина пограничного слоя, A — амплитуда колебательного смещения диполя. Отношения этих величин также являются безразмерными, а их комбинация дает число Рейнольдса. При наличии вблизи него стенки появляется еще одна независимая величина с размерностью длины — расстояние от поверхности диполя до стенки h . Безразмерные комбинации h/δ , d/h также являются независимыми.

Численное моделирование проводили для следующих значений параметров: частота $f = 50$ Гц, (период колебаний $T = 0,02$ с), $d = 8,7$ см, $A \ll d$, $A < \delta$, $\delta = 2,75$ мм, $\nu = 1,1 \cdot 10^{-3}$ м²/с. Отношение h/δ изменяли в диапазоне $0,2 - 10 - 400$, $h/d = 0,74 - 40$, $Re = 0,63 - 630$. Подобные ситуации рассматривали в сходственных временных точках. Для моделирования использовали пакет Comsol Multiphysics 4.3. Шаг сетки по пространству составлял $\leq \delta/10$. Максимальная погрешность численного счета скорости и давления — 3,5% (непосредственно в зазоре 0,03% по давлению и 0,05% по скорости). Шаг по времени — $T/200$.

1. АНАЛИЗ КОЛЕБАТЕЛЬНО-ВОЛНОВОЙ ОБСТАНОВКИ ВБЛИЗИ БОКОВОЙ ПОВЕРХНОСТИ ИНСТРУМЕНТА

Рассмотрим колебательно-волновой процесс в области 2 (рис. 1). Погруженная в жидкость боковая поверхность инструмента является источником гораздо более коротковолновой (по сравнению с длиной продольной волны) вязкой волны. В линейном или одномерном приближении для вязкой несжимаемой жидкости в свободном пространстве уравнение (1) переходит в уравнение

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = \nu \Delta \mathbf{V}. \quad (4)$$

Вязкая волна [3], генерируемая в жидкости бесконечной плоскостью xy , колеблющейся с частотой ω по гармоническому закону в своей плоскости со скоростью $U|_{x=0} = U_0 \cos \omega t$, описывается решением (5) системы уравнений (4, 2):

$$\begin{aligned} V &= V_0 \exp\left(-\frac{y}{\delta}\right) \cos\left(\omega t - \frac{y}{\delta}\right) = \\ &= V_0 \cdot \operatorname{Re}(\exp(iky - i\omega t)). \end{aligned} \quad (5)$$

Уравнение (5) получено при условии прилипания вязкой жидкости на колеблющейся плоскости и убывании скорости жидкости до нуля на бесконечности. Здесь $k = \frac{1+i}{\delta}$ — комплексное волновое число вязкой волны. Вязкая волна (5) — поперечная; ее волновой вектор направлен перпендикулярно колеблющейся плоскости (в нашем случае образующей цилиндрического волновода, радиус которого велик). Поэтому возможно использовать представление о вязкой квазиплоской одномерной волне. Колебательные скорости частиц расплава ориентированы параллельно образующей волновода (рис. 1, области 2 и 3).

Фазовая скорость распространения плоской вязкой волны в полупространстве

$$c_\Phi = \omega \delta \quad (6)$$

по сравнению со скоростью продольных волн невелика и зависит от частоты.

Фазовая скорость цилиндрической вязкой волны больше скорости плоской и обладает не только частотной, но и отрицательной пространственной дисперсией на расстояниях меньших или соизмеримых с толщиной пограничного слоя. Вдали от источника фазовые скорости плоской и цилиндрической вязких волн равны. Измеренные и рассчитанные [4] значения фазовых скоростей плоской и цилиндрической вязких волн совпадают в пределах методической погрешности (порядка 30%).

Приведем некоторые характеристики плоской вязкой волны для используемых при ультразвуковой металлизации (УЗМ) керамики сплавов. Так, длина вязкой

волны на частоте 20 кГц в расплаве олово-цинк с кинематической вязкостью $\nu = 2 \times 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ оказалась равной 35 мкм, а толщина пограничного слоя, на которой вязкая волна убывает в 2,7 раза, $\delta = 5\text{--}6$ мкм. Скорость распространения волны составила 0,67 м/с. Затухание вязкой волны превосходит затухание продольной волны на выбранной частоте на 10, 8 и 7 порядков для глицерина, воды и расплава Вуда соответственно.

Аналитические решения в [3, 4] получены для колебательных скоростей вязких волн в свободном пространстве. Сужение пространства до зазора, использование источника вязкой волны конечных размеров принципиально меняют условия распространения волн и их свойства. Это, в частности, являлось причиной большого расхождения эксперимента с теорией в [4]. Методом численного моделирования системы (1, 2) удается учесть конечность размеров колеблющейся поверхности, а также избежать представления о бесконечном объеме движущейся жидкости.

Проведем численный эксперимент для плоской волны. Жидкость в модели находится в ограниченном плоском двумерном объеме, размер по оси y которого будем называть толщиной слоя. Вторая плоскость, ограничивающая слой, – неподвижна. Размер объема по оси x , вдоль которого происходят колебания плоского источника, конечен, и равен размеру источника. Результаты представлены на рис. 3. Параметром кривых на рисунке является толщина слоя, выраженная в долях δ . Видно, что для слоев толщиной $h < \delta$

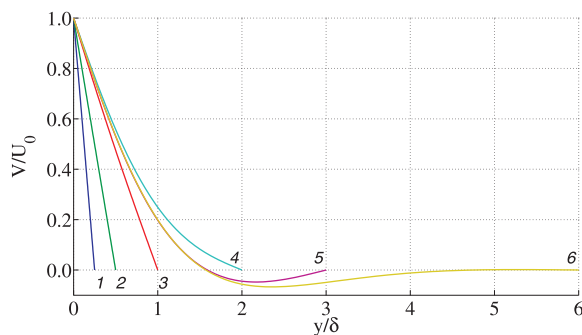


Рис. 3: Зависимость мгновенной колебательной скорости плоской вязкой волны от координаты вдоль толщины слоя для различных значений h/δ : 1 – $h/\delta = 0,25$; 2 – $h/\delta = 0,5$; 3 – $h/\delta = 1$; 4 – $h/\delta = 2$; 5 – $h/\delta = 3$; 6 – $h/\delta = 6$. Кривой 6 соответствует экспоненциальное убывание плоской волны в свободном пространстве. Момент времени $t/T = 0,25$

уменьшение скорости более резкое, чем для слоев толщиной $h > \delta$. Для отношений h/δ , представленных на кривых 4, 5, 6, модельные зависимости совпадают с рассчитанными по выражению (5) с точностью до 0,01%.

Видно, что с уменьшением толщины слоя градиент колебательной скорости растет при используемых граничных условиях. Если $h \gg \delta$, то такой слой для

вязкой волны ведет себя как полупространство: вязкая волна затухает, не доходя до неподвижной границы. Из наших опытов следует, что для этого приближения достаточно, чтобы $h \sim 5\delta$. Иное дело, если $h < \delta$, или тем более, $h \ll \delta$. Падающая волна, дойдя с ненулевой амплитудой скорости до второй границы слоя, отражается от нее. После отражения поле в жидкости формируется двумя волнами: падающей и отраженной. Граничному условию должна удовлетворять сумма этих волн, если пренебречь волной, прошедшей за границу. В случае неподвижной второй границы слоя, на которой вследствие условия прилипания сумма двух скоростей должна обратиться в нуль, коэффициент отражения $R = -1$. То есть вязкая волна от неподвижной жесткой границы отражается в противофазе. Видно, что поле колебательных скоростей вязкой волны в слое зависит от h/δ , граничных условий на границах слоя и от числа Рейнольдса, как меры учета конечности размеров источника.

При УЗМ по схеме тонкого слоя (рис. 1, область 2) слой расплава имеет протяженность в сотни δ . Поэтому генерируемая цилиндрической поверхностью инструмента вязкая волна будет распространяться перпендикулярно ей, как в свободном пространстве. Однако это пространство ограничено сверху мягкой границей вязкой жидкости с воздухом. Этим ограничивается размер источника, что неизбежно приводит к возникновению градиентов колебательной скорости вязкой волны, что можно учесть при численном моделировании.

На рис. 4 показана черными стрелками вязкая волна, возникающая под мягкой границей от дипольного цилиндрического источника. Тангенциальная составляющая скорости источника в этом месте максимальна. Однако и все остальные точки поверхности источника (кроме $\theta = 0$) имеют тангенциальную составляющую скорости относительно жидкости, потому являются источниками вязких волн. Сложная геометрия поля вязких волн от цилиндрического диполя в мягком экране, колеблющегося вблизи плоской стенки, отражена на рис. 4. Тонкими линиями изображены изолинии скорости установившихся потенциальных течений в слое. В условиях слоя сложной геометрии вязкие волны возникают всюду, где имеется тангенциальная компонента скорости жидкости относительно твердого тела. Например, при осцилляции в слое потенциального потока относительно неподвижной стенки. Однако их фазовые скорости отличаются от тех, что были бы в геометрически подобных границах или в свободном пространстве.

Возникающие в слое вязкой жидкости вязкие волны поглощаются средой и, как следствие, вызывают акустические течения. Для подобных ситуаций они подробно рассмотрены в работах [2, 5, 6]. Численно исследована структура течений вязкой несжимаемой жидкости вблизи колеблющегося малого диполя в широком диапазоне Re . Изменяя параметры технологической задачи, определяющие Re , можно управлять раз-

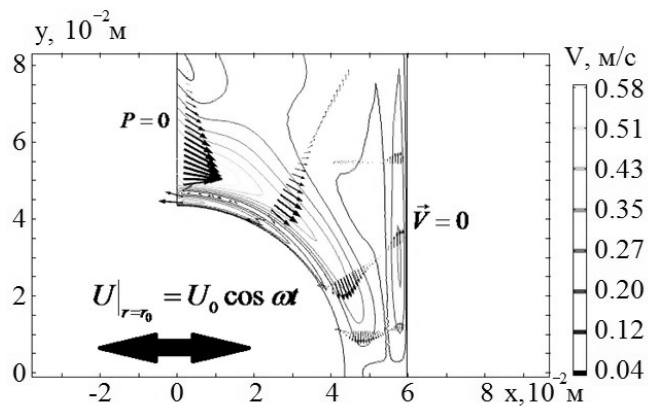


Рис. 4: Изолинии поля скорости и вязкие волны вблизи мягкой границы и в зазоре между малым цилиндрическим диполем и неподвижной стенкой в установившемся режиме. Толщина слоя $d/2 + \delta$, $Re = 63$, $t/T = 4,9875$

мерами вихрей, направлением движения и скоростью жидкости в них. Акустические течения интенсифицируют процессы тепло — массопереноса в рабочей жидкости.

Уже в первый период возбуждения УЗК боковая поверхность инструмента (рис. 1 область 3), становится источником поперечной волны в расплаве. Её волновой вектор направлен перпендикулярно оси колебаний излучателя, а вектор колебательной скорости — параллельно его боковой поверхности (рис. 4). Такая волна, как и всякая другая, вызывает в расплаве радиационные напряжения T_{xy} . При этом на границу раздела сред, например, мягкую границу расплава с воздухом, будет действовать средняя по времени сила F_x со стороны той среды, где плотность кинетической энергии больше [3].

Радиационная сила, усредненная по времени, равна

$$\bar{F}_x = - \oint_S \bar{T}_{xy} n_y dS. \quad (7)$$

Здесь S — площадь препятствия, на которое действует радиационная сила, n_y — y -я проекция единичного вектора нормали к этой площади. Черта означает среднее по времени значение.

Среднее значение тензора плотности потока импульса \bar{T}_{xy} (радиационное напряжение) в случае плоской бегущей гармонической одномерной волны во втором приближении в непоглощающей жидкости равно

$$\bar{T}_{xy} = \bar{\rho}_0 V^2, \quad (8)$$

где V — колебательная скорость в точке среды, в которой вычисляется напряжение, ρ_0 — невозмущенная плотность среды. По данным [3] в случае плоской бегущей одномерной волны величина напряжения по (8) равна среднему по времени значению полной плотности энергии, умноженному на x -ую и y -ую проекции единичного вектора нормали:

$$\bar{T}_{xy} = \bar{E} n_x n_y.$$

Для поперечной (вязкой) бегущей по оси y гармонической волны в одномерном приближении колебательная скорость частиц может быть записана в виде (5). Тогда среднее по времени значение плотности энергии в бегущей вязкой волне будет равно

$$\bar{E} = \frac{\rho_0 V_x^2}{4} e^{-2y/\delta}. \quad (9)$$

И, следовательно, выражение для средней силы (7), действующей на препятствие, находящееся в точке с координатой y (одномерная задача), с учетом (5) и (9) составит

$$\bar{F}_x = - \oint_S \frac{\rho V_x^2}{2} e^{-2y/\delta} n_y dS. \quad (10)$$

Здесь V_x — колебательная скорость на мягкой границе. Из рис. 4 видно, что скорости на мягкой границе очень велики. Вектор силы направлен против градиента радиационных сил в расплаве и воздухе, т. е. вдоль контактной поверхности излучателя и расплава. Колебательные скорости при УЗМ велики (порядка 0,4 м/с), а плотность энергии, например, в сплаве Вуда, равна 400 Н/м^2 . Чтобы вычислить силу (10), умножим эту величину на длину контура $2L$, по которому происходит смачивание. Для ультразвукового излучателя радиусом $1,5 \times 10^{-2} \text{ м}$ и $L = 0,1 \text{ м}$ сила на единицу длины составит 80 Н/м .

По [7] межфазная поверхностная энергия для систем керамика — металлический расплав при температуре плавления порядка $500 - 700 \text{ Н/м}$. Видно, что добавочная сила радиационного происхождения соизмерима с силой адгезии твердое тело-расплав. Следовательно, появление этой силы изменяет баланс сил на контактной линии трех фаз и способствует смачиванию твердого тела жидкостью.

Динамику смачивания поверхности твердого тела металлическим расплавом в условиях УЗМ исследовали способом скоростной киносъемки (рис. 5). В качестве подложки использовали пьезокерамику ТБК-3. Анализ кинограмм подтверждает решающую роль возбуждаемых в расплаве колебаний в обеспечении смачивания. На кинограмме первый кадр соответствует моменту времени $t = 0$. Последующие кадры разделены временными промежутками $0,05 \text{ с}$. Таким образом, продолжительность процесса смачивания не превышает $0,025 \text{ с}$.

2. АНАЛИЗ КОЛЕБАТЕЛЬНО-ВОЛНОВОЙ ОБСТАНОВКИ В ЗАЗОРЕ МЕЖДУ АБСОЛЮТНО ЖЁСТКОЙ СТЕНКОЙ И ТОРЦОМ ИНСТРУМЕНТА

Анализируя эту область, одновременно следили за полями скоростей и давлений в зазоре между диполем и стенкой и на противоположной стороне диполя. Численный эксперимент [5] показал, что во времени давление в зазоре и в объеме жидкости меняется

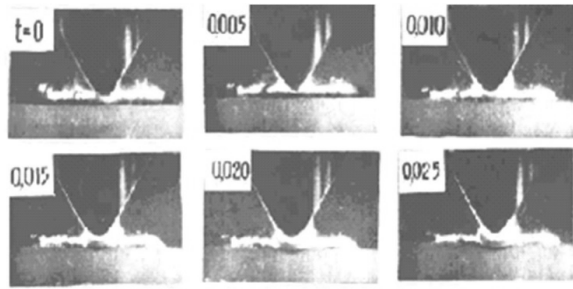


Рис. 5: Скоростная киносъемка (20000 кадр/с) процесса УЗМ. Опушенный в расплав инструмент возбуждается на частоте 20 кГц

по гармоническому закону в фазе со смещением диполя (рис. 6). Точка наблюдения, для которой получено это распределение, находится на оси колебаний на расстоянии от поверхности диполя $x/h = 1$ мм в зазоре и с другой стороны цилиндра.

Видно, что абсолютные значения давлений сжатия и разрежения в зазоре в разы выше, чем в свободном пространстве. На рис. 6а, б показано распределение давления для зазора шириной $h = 6\delta$. Наблюдаемая периодичность во времени сохраняется по всей ширине зазора для всех зазоров во всем диапазоне изменения Re . Увеличение Re приводит к искажению формы давления (рис. 6б). Увеличение же зазора для $h > 100\delta$ нивелирует разницу в величинах давлений в зазоре и в свободном пространстве (рис. 6в). Этим объясняется особенность протекания любого технологического процесса по схеме тонкого слоя по сравнению, например, с иммерсионной схемой.

Однако абсолютные значения давлений (таблица I), которые могут быть достигнуты между поверхностью диполя и стенкой при прочих равных условиях, зависят от толщины зазора h/d [2]. Наиболее сильное влияние на величину давления разрежения это отношение оказывает при малых значениях h/d . При превышении его толщины относительно размера диполя в 10 раз это влияние уменьшается и прекращается при дальнейшем удалении стенки.

Таблица I: Абсолютные значения изменения давления в Па в зазоре под инструментом (в фазе разрежения) в зависимости от Re . Время $nT/2$

| h/δ | $Re = 0,6$ | $Re = 63$ | $Re = 630$ |
|------------|------------|-----------|------------|
| 1 | 580 | 58000 | 440000 |
| 3 | 400 | 40000 | 300000 |
| 5 | 320 | 32000 | 260000 |
| 6 | 300 | 30000 | 240000 |
| 8 | 260 | 26000 | 220000 |
| 10 | 240 | 24000 | 200000 |

При не слишком больших h давления, возникающие

в жидкости, зависят от того, сколько толщин пограничного слоя умещается между диполем и абсолютно жесткой стенкой [2]. При $h > 100\delta$ влияние h на величину давления уменьшается и при $h = 400\delta$ прекращается (сравните с рис. 6 в). Величина разрежения зависит от Re колебательного движения и может достигать больших величин.

Гигантские значения давления разрежения, полученные в расчете, явились следствием того, что в исходном уравнении движения сплошной жидкости (1) не учитывалось явление кавитации. Поэтому придавать смысл имеет только значениям давления, соответствующим первым периодам колебаний. Далее жидкость рвется, разрывы сплошности приводят к резкому падению изменения давления. У такой жидкости изменяется уравнение состояния [8], она становится сжимаемой.

Знакопеременному полю давления от диполя соответствует поле мгновенных скоростей в виде осциллирующих потенциальных потоков. Из расчетов следует, что развиваемые в зазоре максимальные скорости жидкости во все моменты времени тем больше, чем уже зазор. При этом локализация движущейся с максимальной скоростью жидкости, а также число вихрей в исследуемом объеме зависят от толщины зазора и от момента времени наблюдения. Во все моменты времени суммарное поле скоростей определяется взаимодействием потока и вязких волн [5, 6].

Возникновение отрицательных давлений в несжимаемой движущейся жидкости, в которой отсутствуют механические волны сжатия-разрежения, подробно изучено в гидродинамике; следовательно, изучена и причина возникновения гидродинамической, а не акустической кавитации. В практике гидродинамических расчетов [9] считают, что критическое постоянное давление в жидкости, при понижении которого начинается неограниченный рост кавитационного зародыша, наступает при превышении давления пара. Давление насыщенного пара для расплавов Zn, Sn, Pb в зависимости от температуры по данным [10] приведены в таблице II.

Таблица II: Давление насыщенных паров для расплавов металлов, Па

| T, K | 600 | 800 | 1000 | 1200 | 1500 | 1800 |
|--------|-------|-----|-------|------|-------|-------|
| Zn | 0,623 | 320 | 11410 | | | |
| Sn | | | | | 0,952 | 48,66 |
| Pb | | | 1,48 | 59,6 | 2347 | |

Из таблицы следует, что полученные в фазе разрежения давления в зазоре под осциллирующим инструментом существенно больше давления насыщенных паров для многих металлических расплавов. Следовательно, при работе малого диполя вблизи абсолютно жесткой стенки в слое вязкой несжимаемой жидкости

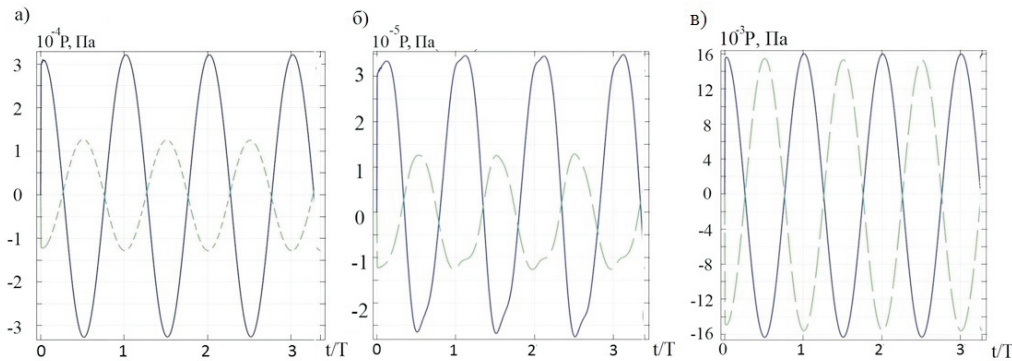


Рис. 6: Изменение давления в зазоре между осциллирующим телом и стенкой (сплошная линия) и позади тела (пунктирная линия) от времени в периодах. Точка наблюдения расположена на расстоянии 1 мм от поверхности диполя. а) $Re = 63$, $h/\delta = 6$, $h/d = 0, 2$; б) $Re = 630$, $h/\delta = 6$, $h/d = 0, 2$; в) $Re = 63$, $h/\delta = 400$, $h/d = 12, 6$

возникающие в фазе разрежения давления достаточны для разрывов сплошности жидкости, т. е. для возникновения гидродинамической кавитации. Представляется обоснованным, что поведение возникающих кавитационных полостей в тонком слое подчиняется закономерностям, изученным ранее для акустической кавитации в зазорах [11].

Ультразвуковая металлизация в тонком жидком слое протекает только при наличии кавитации. О кавитации свидетельствует эрозия поверхности инструмента и металлизированной детали, а также появление кавитационных шумов. Действием кавитации обусловлено наличие в покрытии, удаленном с поверхности твердого тела после УЗМ, шаровидных включений и конгломератов. При этом в исходном покрытии подобные включения отсутствовали. Эффекты кавитации приводят к тому, что при УЗМ не требуется предварительная подготовка поверхности металлизированного твердого тела, ставящая целью увеличение поверхности реакционного контакта в системе покрытие — подложка. Действием кавитации объясняется также появление в зоне контакта взаимодействующих материалов новых фаз, например, шпинелей [1].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При реализации ультразвуковых технологических процессов в малых объемах жидкости возможно создание в них волновых полей. Для этого удобны коротковолновые поперечные вязкие волны.

Сильно поглощаясь средой, вязкие волны вызывают акустические течения, которые обеспечивают эффективный тепло-массоперенос.

Радиационная сила на границу раздела фаз соизмерима с силой адгезии. Появление этой силы изменяет баланс сил на контактной линии 3-х фаз и может вызвать смачивание твердого тела жидкостью.

В схеме тонкого слоя при работе ультразвукового преобразователя можно вблизи обрабатываемой поверхности вызвать гидродинамическую кавитацию. Она способствует очистке поверхности, а так же вызывает кинетические реакции в жидкой фазе.

- [1] Прохоренко П.П., Пугачев С.И., Семёнова Н.Г. Ультразвуковая металлизация материалов. (Минск: Наука и Техника, 1987). 271 с.
- [2] Красавина М.А., Пугачев С.И., Семенова Н.Г. Ультразвуковая металлизация электрофизической керамики. (СПб.: Изд-во Политехн. ун-та. 2013). 183 с.
- [3] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. Т. 6. (М.: Наука, 1986). 786 с.
- [4] Грачёв Б.Е., Козырев Л.Е., Семёнова Н.Г. Акуст. журн. **31**, вып. 5. С. 672. (1985).
- [5] Павловский А.С., Семёнова Н.Г. Сб. докладов XXV сессии РАО. **1**. С. 173. (2012).
- [6] Павловский А.С., Семёнова Н.Г. Письма в ЖТФ. **40**, вып. 8. С. 14. (2014).
- [7] Дохов М.П. Письма в ЖТФ. **22**, вып. 5. С. 22. (1996).
- [8] Горелкин Ю.П., Семенова Н.Г. Вест. ЛГУ. вып. 11. С. 91. (1985).
- [9] Перник А. Д. Проблемы кавитации. (Л.: Судостроение, 1966). 439 с.
- [10] Краткий справочник физико-химических величин. Изд. 10. Под ред. Равделя А.А. и Пономарёвой А.М. (СПб: «Иван Фёдоров», 2003). С. 29.
- [11] Кувшинов Г.И., Прохоренко П.П. Акустическая кавитация у твердых поверхностей. (Минск: Наука и Техника, 1990). 112 с.

The role of viscous waves in technological processes the thin layer scheme proceeding (e. g. ultrasonic metallization)

A. S. Pavlovskii^{1,a}, S. I. Pugachev^{2,b}, N. G. Semenova^{1,c}

¹*Department of Radioscience, Faculty of Physics, S-Petersburg State University, Saint-Peterburg 198504, Russia*

²*Department of Physics, State Marine Technical University of St.Petersburg, Saint-Peterburg 190008, Russia*

E-mail: ^aartyom.pavlovskiy@gmail.com, ^bspugachev@bk.ru, ^ctatabukamena@rambler.ru

The short transverse viscous waves induced in a thin liquid layer placed on a solid surface cause the appearance of non-linear effects such as currents, the radiation force and the hydrodynamic cavitation by analytical and numerical methods in the present research were shown. These effects during ultrasonic metallization provide wetting by melt of solid surface and create a developed relief of surface and intensify the physical-chemical interaction for the liquid melt and solid phase.

PACS: 43.35.-c, 43.35.Lc

Keywords: ultrasonic metallization, viscous waves, acoustic flows, the radiation force, wetting.

Received 07.11.2014.

Сведения об авторах

1. Павловский Артём Сергеевич — инженер-исследователь физического факультета СПбГУ; тел.: (921) 388-03-14, e-mail: artem.pavlovskiy@gmail.com.
2. Пугачев Сергей Иванович — док. техн. наук, профессор, (911) 847-63-68, e-mail: spugachev@bk.ru.
3. Семёнова Наталия Глебовна — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (911) 938-37-60, e-mail: tatabukamena@rambler.ru.