

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

Yu. I. Sentsov, A model of bumping of dielectric liquids under laser heating of their surface, *TVT*, 2008, Volume 46, Issue 6, 919–923

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use

<http://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.9.172

January 25, 2025, 22:42:50



УДК 536.4

МОДЕЛЬ ПУЛЬСАЦИОННОГО КИПЕНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЕЙ ПРИ ЛАЗЕРНОМ РАЗОГРЕВЕ ИХ ПОВЕРХНОСТИ

© 2008 г. Ю. И. Сенцов

Государственный космический научно-производственный центр им. М.В. Хруничева, Москва

Поступила в редакцию 13.06.2007 г.

Проведено теоретическое исследование испарительного режима взаимодействия лазерного излучения с веществом. Показано, что в диэлектрических жидкостях при наличии свободной поверхности возможен периодически взрывной характер кипения, если глубина радиационного поглощения превышает размер тепловой диффузии. Получены аналитические выражения для периода пульсационного кипения и размера поверхностного слоя, разрушаемого флуктуационными паровыми пузырьками. Рассчитана степень ослабления интенсивности излучения у поверхности жидкости за счет поглощения части излучения в образующейся парокапельной смеси.

PACS: 47.55.dp

ВВЕДЕНИЕ

Теоретическое описание испарительного режима взаимодействия излучения с веществом связано с рассмотрением таких нелинейных явлений, как фазовый переход жидкости в пар и его разлет в окружающую атмосферу. Если для металлических жидкостей достаточно полно разработана тепловая модель поверхностного испарения, которая справедлива вплоть до режима гидродинамического разрушения вещества [1], то для диэлектрических жидкостей, имеющих малые коэффициенты теплопроводности и поглощения лазерного излучения, существует широкий диапазон интенсивностей излучения 10^3 – 10^7 Вт/см², когда наблюдается режим взрывного вскипания жидкости [2]. Изучению этого сложного, до конца не исследованного режима посвящено немало экспериментальных и теоретических работ [3–7].

В данной работе рассматривается модель взрывного вскипания диэлектрической жидкости, включающая процессы зародышеобразования пузырьков пара, разрушения ими приповерхностного слоя жидкости и испарения этого слоя в поле падающего лазерного излучения. Целью является получение аналитических выражений для оценки основных параметров этого сложного нелинейного режима взаимодействия лазерного излучения с веществом.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В тепловой модели поверхностного испарения стационарное распределение температуры жидкости в системе координат, движущейся с поверхностью испарения, имеет вид [3]

$$T = T_{\infty} + (T_0 - T_{\infty}) \exp(-D/x\chi) + (T_0 - T_{\infty} + L/c_p) \times (1 - y)^{-1} (\exp(-\mu x) - \exp(-D/x\chi)), \quad (1)$$

где $y = \mu\chi/D$, L – скрытая теплота парообразования, c_p – теплоемкость жидкости, μ – коэффициент поглощения лазерного излучения жидкостью, χ – коэффициент температуропроводности жидкости.

Скорость движения поверхности испарения D связана с интенсивностью излучения и температурой поверхности T_0 соотношением

$$D = J_{\infty}/\rho_0(L + (T_0 - T_{\infty})c_p), \quad (2)$$

$$T \rightarrow T_{\infty} \text{ при } x \rightarrow \infty.$$

Используя (1), можно показать, что максимальное значение температуры приближенно $T_m \cong T_0 + L/(c_p y)$ и оно достигается при $x_m \cong 1/\mu$.

Поскольку для диэлектрических жидкостей отношение L/c_p сравнимо с их критической температурой T_* , в жидкости критическая температура соответствует значению параметра $y \sim 1$. Подставляя в (2) $D = \mu\chi$, получим оценку интенсивности лазерного излучения $J_* = \rho_0 c_p \mu \chi (T_* - T_{\infty})$, при которой в диэлектрической жидкости будет достигнута температура T_* .

Для диэлектрических жидкостей эта интенсивность составит $J_* = 10^3$ – 10^4 Вт/см², для металлических жидкостей – $J_* = 10^8$ – 10^9 Вт/см². В частности, для воды $J_* = 2 \times 10^3$ Вт/см² ($\mu = 10^5$ 1/м при $\lambda = 10.6$ мкм, $\chi = 10^{-7}$ м²/с).

При интенсивностях, больших J_* , жидкость в области максимума температуры переходит в ме-

тастабильное состояние, и в ней в результате флуктуационного зародышеобразования взрывным образом появляются пузырьки пара. Скорость образования зародышей пузырьков увеличивается экспоненциально с приближением жидкости к границе устойчивости, которая определяется кривой спинодали. В частности, приближенное уравнение спинодали для воды, которая является типичной диэлектрической жидкостью и на примере которой далее будут проводиться численные оценки, имеет вид [8]

$$T_c = T_*(0.9 + 0.1P/P_*), \quad (3)$$

где $T_* = 647$ К, $P_* = 221 \times 10^5$ Па – критические температура и давление воды.

Как видно из (3), температура спинодали меняется всего в пределах 10% от T_* при широком диапазоне изменения давления.

Размер критического зародыша r_* и частота его появления N определяются следующими выражениями:

$$r_* = 2\sigma/P_s - P_0, \quad \ln N \cong 88 - 4\pi r_*^2 \sigma / 3k_b T, \quad (4)$$

где P_s – давление насыщенного пара в пузырьке, P_0 – давление в жидкости, σ – коэффициент поверхностного натяжения жидкости, k_b – постоянная Больцмана.

Дальнейший рост пузырьков определяется противодавлением со стороны окружающей жидкости и скоростью теплоподвода к поверхности растущего пузырька. На рэлеевской стадии, когда рост пузырька ограничивается инерционными силами, радиус пузырька увеличивается линейно со временем, $r = t(2(P - P_0)/\rho_0)^{1/2}$. На тепловой стадии, когда рост пузырька ограничивается теплоподводом, радиус пузырька имеет корневую зависимость от времени и определяется выражением

$$r = t^{1/2} (2k/\rho_v c_0)^{1/2} (T_1/(1 - T_1))^{1/2}, \\ T_1 = c_v(T - T(P))/L,$$

где $T(P)$ – температура насыщенного пара, c_0 и k – теплоемкость и теплопроводность жидкости, c_v и ρ_v – теплоемкость и плотность пара.

Растущие пузырьки пара разрушают поверхностный слой жидкости на мелкие капли, которые вместе с паром разлетаются в окружающую атмосферу.

Обнажившаяся поверхность жидкости охлаждается за счет поверхностного испарения и одновременно нагревается лазерным излучением, дошедшим до поверхности. В результате этих двух конкурирующих процессов жидкость снова достигает спинодального состояния и разрушение приповерхностного слоя повторяется.

В результате такого периодического характера взрывного вскипания над поверхностью жидкости образуется периодическая структура разлетающихся парокпельных слоев, которые испаряются в поле лазерного излучения.

Далее рассматриваются основные процессы предлагаемой модели испарения.

ПЕРИОДИЧЕСКИЙ ХАРАКТЕР ВЗРЫВНОГО ВСКИПАНИЯ

Рассмотрим процесс испарения с момента отторжения жидкого приповерхностного слоя. Пусть обнажившаяся жидкость имеет начальный профиль температуры $T = (T_c - T_\infty)\exp(-\mu x) + T_\infty$, получаемый из уравнения теплопроводности в предположении малости энергии теплопереноса в сравнении с энерговыделением лазерного излучения. С поверхности жидкости происходит интенсивное испарение, которое приводит к быстрому спаду температуры на поверхности жидкости.

В предположении, что наружная поверхность находится при температуре T_0 и скоростью движения границы жидкости можно пренебречь по сравнению со скоростью распространения в глубь жидкости температурной волны, профиль температуры остывающей жидкости имеет вид [9]

$$T = T_0 + (a - T_0 + \chi A t / k + A x^2 / 2k) \times \\ \times \Phi(x / (2((\chi t)^{1/2})) + (A x / k)(\chi t / \pi)^{1/2} \times \\ \times \exp(-x^2 / (4\mu \chi t) + b x - A x^2 / 2k), \quad (5)$$

$$\Phi(z) = 2/\pi^{1/2} \int_0^z \exp(-x^2) dx,$$

где k – коэффициент теплопроводности жидкости; $A = \mu J$ – плотность энерговыделения лазерного излучения; $a = T_c$, $b = -\mu(T_c - T_\infty)$ – первые коэффициенты разложения в ряд Тейлора в точке максимума начальной температуры $T = (T_c - T_\infty)\exp(-\mu x) + T_\infty$. На основании (5) можно показать, что при $\mu(\chi t)^{1/2} \ll 1$ максимальное значение температуры и ее координата определяются соотношениями

$$T \cong T_c (1 + \mu J t / \rho_0 c_p T_c - m \mu (\chi t)^{1/2} (T_c - T_\infty) / T_c), \quad (6) \\ x_m \cong m (\chi t)^{1/2},$$

где $m \cong 2[\ln(\mu(\pi\chi t)^{-1/2})(T_c - T_\infty)/(T_c - T_0)]^{1/2}$ – параметр, зависящий от времени; для воды $m = 2-4$ при $J = 10^3-10^6$ Вт/см².

Из (6) видно, что температура в точке максимума в начальный период времени спадает за счет охлаждения границы, а затем из-за конкурирующего разогрева лазерным излучением достигает своего первоначального значения. Можно показать, что суммарное время такого процесса, ха-

рактически период пульсационного режима испарения, и толщина разрушаемого поверхностного слоя соответственно равны

$$\begin{aligned} \tau &\cong m^2 \chi (\rho_0 c_p (T_c - T_\infty) / J)^2, \\ \delta &\cong m (\chi \tau)^{1/2}. \end{aligned} \quad (7)$$

Для воды оценки дают следующие значения:

$$\tau \cong 5 \times 10^4 J^{-2} \text{ (с)}, \quad \delta \cong 10^{-1} J^{-1} \text{ (м)}.$$

Здесь размерность интенсивности в Вт/см².

СПИНОДАЛЬНЫЙ РАСПАД И РАЗРУШЕНИЕ ПРИПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ ЖИДКОСТИ

В зависимости от соотношения времени зарождения парового слоя t_c , которое в дальнейшем будем называть временем спиnodального распада жидкости, и времени прорыва приповерхностного жидкого слоя одиночным пузырьком t_v возможны два варианта разрушения приповерхностного слоя. В первом варианте при условии $t_c \ll t_v$ в области максимума температуры успевает образоваться паровой слой и дальнейшая динамика разрушения поверхностного слоя определяется скоростью роста парового слоя и развитием неустойчивости тонкого слоя, приводящей к распаду на капли. Во втором варианте, если $t_c \gg t_v$, жидкий слой будет разрушаться одиночными растущими пузырьками за время t_c , определяемое в конечном счете суммарным временем заполнения пузырьками всей области с максимальной температурой.

Представляющее интерес время t_c оценим, следуя [8], из выражения для вероятности возникновения парового слоя в области максимума температуры

$$P(t) = 1 - \exp(-cN(t)/(h|G_T dT/dt|^3)), \quad (8)$$

где $N(t) = N_0 \exp[-G(T(t))]$ – частота образования флуктуационных зародышей, $h = |1/2(dG/dT)_0 \times (d^2T/dx^2)_0|^{-1/2}$ – характерная толщина слоя образования центров кипения, c – константа, зависящая от динамики роста пузырьков. Подставляя из (5) $d^2T/dx^2 \approx T_c - T_0/\chi\tau$ и из (4) $dG/dT \approx 16\pi\sigma^3/3k_b T_c^2 P_s$, получим выражение для толщины слоя зародышеобразования

$$h \approx (\chi\tau)^{1/2} (k_b T_c^2 P_s^2 / 8\sigma^3 (T_c - T_0))^{1/2}.$$

Оценка показывает, что толщина слоя зародышеобразования h составляет несколько процентов от толщины разрушаемого поверхностного слоя δ .

Выражение (8) определяет вероятность возникновения парового слоя в момент времени t , от-

считываемого от начала нагрева жидкости. Однако важно оценить не все это время, а интервал времени, за который вероятность образования парового слоя меняется существенно, к примеру с одного до семидесяти процентов. Этот интервал и будет приблизительно определять время спиnodального распада жидкости t_c . Из (8) следует, что указанное увеличение вероятности произойдет при росте частоты зародышеобразования на два порядка. Такой рост частоты соответствует перегреву диэлектрической жидкости на величину $\Delta T = 1-2^\circ\text{C}$ [8]. Из (6) получим оценку требуемого времени перегрева жидкости $t_c = \rho_0 c_p \Delta T / \mu J$.

Время прорыва приповерхностного слоя одиночным пузырьком оценим по времени его роста на рэлеевской стадии до размера, сравнимого с толщиной поверхностного слоя жидкости: $t_v = \delta(\rho_0/P_s)^{1/2}$. Выразив по (7) значение δ , получим следующее отношение представляющих интерес времен:

$$t_v/t_c = m^2 \mu \chi (T_c/\Delta T) (\rho_0/P_s)^{1/2}.$$

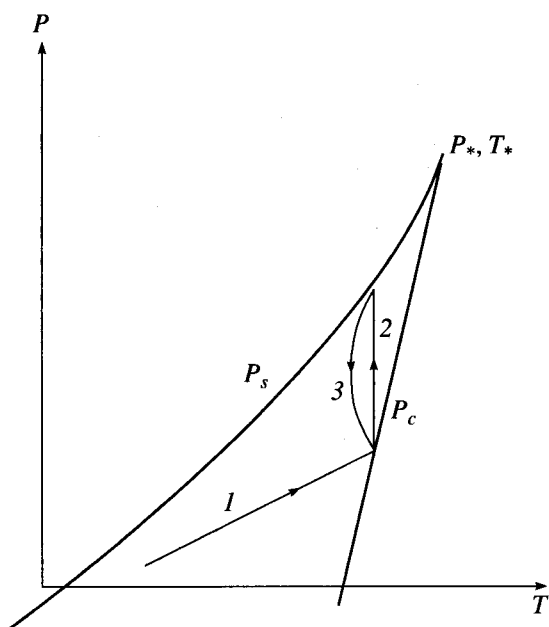
Для диэлектрических жидкостей это отношение меньше единицы, что свидетельствует о разрушении приповерхностного слоя одиночными пузырьками за суммарное время t_c .

Сравнивая время спиnodального распада жидкости с периодом пульсационного вскипания жидкости, отметим, что нарушение периодического характера вскипания прекратится при интенсивности излучения больше следующего значения:

$$J = 2m^2 \mu \chi \rho_0 c_p (T_c - T_\infty)^2 / \Delta T.$$

Для воды эта интенсивность равна 2 МВт/см². При больших интенсивностях будет происходить квазиоднородное кипение поверхностного слоя вплоть до начала гидродинамического разлета вещества при $J \approx 10$ МВт/см² [4].

Рассмотрим для наглядности модель периодического вскипания жидкости в термодинамических координатах состояния среды. Опотермодинамическая фазовая траектория жидкости приповерхностного слоя представлена на рисунке, где P_s, P_c – соответственно кривые бинодали и спинодали. Кривая 1 соответствует начальному периоду разогрева жидкости до температуры спинодали T_c . При температуре T_c в области максимума температуры взрывным образом рождаются пузырьки пара, в которых давление равно давлению насыщения пара $P_s(T_c)$. Давление насыщения P_s будет определять давление в поверхностном слое жидкости в течение малого времени ее спиnodального распада t_c (кривая 2). После разрушения приповерхностного слоя и разлета капель с обнажившейся поверхности начнется интенсивное поверхностное испарение вещества, которое приведет к быстрому охлаждению жидкости и снижению в ней давления (верхняя половина кривой 3). Однако разогрев поверхностного слоя ла-



Оптотермодинамическая фазовая траектория жидкости приповерхностного слоя.

зерным излучением снова приведет к достижению температуры спинодали (нижняя часть кривой 3) и процесс вскипания повторится.

Время "обхода" по термодинамической петле является периодом пульсационного вскипания жидкости τ . С ростом интенсивности излучения петля смещается вверх и период вскипания стремится к нулю.

ИСПАРЕНИЕ РАЗЛЕТАЮЩИХСЯ ПАРКАПЕЛЬНЫХ СЛОЕВ

Как было отмечено выше, через период времени τ над поверхностью жидкости возникают парокapelные слои, которые с характерной скоростью, порядка скорости звука, разлетаются навстречу падающему лазерному излучению. В результате поглощения излучения в каплях происходит их испарение. Предполагая, что испарение незначительно влияет на скорость разлета, найдем стационарное распределение плотности парокapelной смеси по направлению ее движения.

Долю объемного содержания жидкой фазы в парокapelной смеси определим соотношением $\phi = \rho_1/\rho_0$, где ρ_1 – массовая концентрация жидкой фазы, ρ_0 – плотность жидкости.

Дифференциальное уравнение, описывающее изменение доли жидкой фазы в предположении, что в ней происходит поглощение излучения, имеет вид

$$Vd\phi/dx = -\phi\mu J/\rho_0 L, \quad \phi|_{x=\infty} = 0, \quad (9)$$

$$\phi|_{x=0} = \delta(J_0)/V\tau(J_0),$$

где $J = J_\infty \exp(-\int_x^\infty \mu\phi dx)$ – интенсивность излучения в точке с координатой x , J_0 – интенсивность дошедшего до поверхности жидкости излучения, V – скорость разлета парокapelной смеси, L – скрытая теплота парообразования.

Если ввести вспомогательную переменную $y = \int_x^\infty \mu\phi dx$, то интегродифференциальное уравнение (9) с граничными условиями примет вид

$$y'' + Ay'\exp(-y) = 0,$$

$$y|_{x=\infty} = 0,$$

$$y'|_{x=0} = -\mu\delta(J_0)/V\tau(J_0), \quad A = \mu J_\infty/\rho_0 VL.$$

Решением этого уравнения является функция

$$y(x) = \ln[1 + (\exp y|_{x=0} - 1)\exp(-Ax)],$$

где $y|_{x=0} = -\ln(1 - \mu\phi|_{x=0}/A)$.

Используя соотношение между переменными $\phi = -y'/\mu$, получим окончательное выражение для объемного содержания жидкой фазы

$$\phi(x) = A/\mu[1 - (1 + (\exp y|_{x=0} - 1)\exp(-Ax))^{-1}]. \quad (10)$$

Здесь следует обратить внимание, что граничное значение объемной доли на поверхности жидкости $\phi|_{x=0} = \delta(J_0)/V\tau(J_0)$ определяется дошедшей до поверхности интенсивностью излучения. Если подставить в (10) граничное значение $y|_{x=0}$, предварительно выразив толщину δ и период τ по (7), получим следующее уравнение:

$$y|_{x=0} = -\ln[1 - (L/c_p(T_c - T_\infty))(J_0/J_\infty)].$$

Так как $J_0/J_\infty = \exp(-y|_{x=0})$, можно записать

$$J_\infty/J_0 = 1 + (L/c_p(T_c - T_\infty)),$$

$$y|_{x=0} = \ln(1 + (L/c_p(T_c - T_\infty))).$$

Физический смысл полученных соотношений состоит в том, что суммарная масса жидкости в парокapelной смеси и ослабление интенсивности излучения не зависят от интенсивности падающего излучения. Для воды, к примеру, интенсивность излучения у поверхности ослабевает в 2.5 раза.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальное наблюдение пульсационного режима испарения затруднено, так как даже небольшая неоднородность в распределении интенсивности излучения по пятну фокусировки приведет к быстрому исчезновению пульсационной составляющей давления на акустическом датчике. Можно показать, что пульсационная составляющая в давлении уменьшается обратно пропорционально времени и через время $t \geq \tau(J/\Delta J)$

становится пренебрежимо малой ($\Delta J/J$ – степень неоднородности излучения по пятну фокусировки).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Анисимов С.И., Имас А.Я., Романов Г.С., Ходыко Ю.В.* Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 85 с.
2. *Витиас А.Ф., Григорьев В.В., Корнеев В.В. и др.* Возбуждение импульса давления в воде при взрывном испарении приповерхностного слоя // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 23. С. 1438.
3. *Самохин А.А., Успенский А.В.* Влияние спиноваль-ных особенностей на процесс испарения перегретой жидкости // ЖЭТФ. 1977. Т. 73. № 3. С. 1025.
4. *Сенцов Ю.И.* Теоретическое исследование оптико-акустического эффекта в диэлектрической жидкости при испарительном режиме воздействия лазерного излучения. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М.: Всес. электротехн. ин-т им. В.И. Ленина, 1987. 145 с.
5. *Витиас А.Ф., Сенцов Ю.И.* Газодинамическая модель испарительного взаимодействия излучения с жидкостью // ЖПМиТФ. 1987. № 5. С. 36.
6. *Витиас А.Ф., Сенцов Ю.И.* Неадиабатический распад границы раздела жидкость–пар под действием излучения // ТВТ. 1987. Т. 25. № 1. С. 159.
7. *Андреев С.Н., Карташов И.Н., Самохин А.А.* Моделирование объемного вскипания при лазерном испарении поглощающих конденсированных сред // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2003. № 6. С. 10.
8. *Скрипов В.П., Сеницын Е.Н., Павлов Г.В. и др.* Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии. Спр. М.: Атомиздат, 1980. 208 с.
9. *Карслоу Г., Егер Д.* Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1973. 121 с.