

УДК 536.4

МОДЕЛЬ ВЗРЫВНОГО ПУЛЬСАЦИОННОГО ИСПАРЕНИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЕЙ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ ИНТЕНСИВНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Ю. И. Сенцов

Государственный космический научно-производственный центр им. М. В. Хруничева,
121087 Москва
E-mail: proton@khrunichev.com

Теоретически изучен механизм взрывного испарительного взаимодействия лазерного излучения с веществом. Показано, что в диэлектрических жидкостях при наличии свободной поверхности возможен периодический взрывной режим кипения, если интенсивность лазерного излучения превышает скорость теплоотвода из области поглощения лазерного излучения. Получены аналитические выражения для оценки периода пульсационного кипения и толщины поверхностного слоя жидкости, диспергируемого флуктуационными паровыми пузырьками при каждом акте вскипания. Выполнена оценка степени поглощения лазерного излучения аэрозолем, образующимся над поверхностью жидкости.

Ключевые слова: диэлектрическая жидкость, лазерное излучение, испарение жидкости, спинодальный распад жидкости.

При воздействии лазерного излучения на жидкость возникает оптико-акустический эффект, который заключается в генерации звука в жидкости. Механизмы оптического возбуждения звука и их эффективность зависят от интенсивности лазерного излучения. При небольших интенсивностях наблюдается тепловой механизм генерации звука, когда поглощение излучения приводит к тепловому расширению среды, являющемуся источником звука. При значительных интенсивностях лазерного излучения имеет место испарительный механизм, заключающийся в фазовом переходе жидкости в пар и генерации звука в жидкости в результате отдачи струи пара. При еще больших интенсивностях излучения реализуется плазменный режим взаимодействия, когда над поверхностью жидкости происходит пробой и расширяется плазменная область, что приводит к генерации звука в жидкости.

Тепловой механизм изучен достаточно полно и теоретически, и экспериментально [1, 2]. КПД теплового механизма преобразования лазерной энергии в акустическую составляет порядка 0,001 %. В теоретических работах, посвященных изучению теплового механизма, рассматриваются нелинейные эффекты, связанные с изменением термодинамических свойств среды в результате нагрева, учетом нелинейных членов в гидродинамических уравнениях, влиянием неоднородности среды и т. д.

При испарительном режиме взаимодействия, в отличие от теплового, эффективность преобразования энергии лазерного излучения в акустическую на два-три порядка больше. Для теоретического описания испарительного режима взаимодействия излучения с веществом необходимо рассмотреть такие нелинейные явления, как фазовый переход жидкости в пар и его разлет в окружающую атмосферу. Если для металлических жидкостей до-

статочно полно разработана тепловая модель поверхностного молекулярного испарения, которая справедлива вплоть до режима гидродинамического разрушения вещества [3], то для диэлектрических жидкостей, имеющих малые теплопроводность и коэффициент поглощения лазерного излучения, существует широкий диапазон интенсивностей излучения 10^3 – 10^7 Вт/см², в котором наблюдается режим взрывного вскипания жидкости [4].

Физическая модель взрывного вскипания предложена в работах [5, 6] и состоит в следующем. В режиме поверхностного испарения давление на поверхность жидкости $p(T_0)$ всегда меньше давления насыщенных паров $p_s(T_0)$. Так как $p < p_s(T_0)$ и максимальная температура в жидкости $T_{\max} > T_0$, то прилегающий к поверхности слой жидкой фазы находится в перегретом метастабильном состоянии. Такое состояние может существовать только при температурах, не превышающих температуру спинодали $T_c(p)$, которая определяет границу области абсолютной неустойчивости метастабильной жидкой фазы при заданном внешнем давлении p . По этой причине стационарное распределение температуры в жидкости с $T_{\max} > T_c$ оказывается невозможным. При $T_{\max} \approx T_c$ в окрестности максимума температуры происходит взрывной переход метастабильной жидкой фазы в газообразное состояние. Избыточное давление $\Delta p = p_s(T_{\max}) - p(T_0)$ приводит к выбросу поверхностного слоя жидкой фазы и возникновению новой границы раздела, на которой температура сначала понижается из-за испарения, а потом повышается из-за нагрева излучением. Затем процесс разрушения поверхности повторяется.

Наиболее полная математическая модель взрывного вскипания предложена в работе [7], в которой для произвольной временной зависимости интенсивности излучения определяется нагрев поверхности жидкости до температуры абсолютной неустойчивости метастабильной жидкости, исследуется образование в области максимума температуры паровой полости и ее расширение за счет притока пара как с основного массива жидкости, так и с отделяющейся жидкой пленки. С использованием численных методов решаются уравнения теплопроводности и динамики движения отделяющейся пленки.

Целью данной работы является теоретическое исследование основных процессов взрывного кипения и получение аналитических выражений для оценки основных параметров взрывного кипения — периода взрывного вскипания, толщины поверхностной пленки, диспергируемой паровыми пузырьками при каждом акте вскипания, и степени поглощения излучения образующимся над поверхностью жидкости аэрозолем.

Постановка задачи. В тепловой модели поверхностного испарения стационарное распределение температуры жидкости в системе координат, движущейся вместе с поверхностью испарения, имеет вид [8]

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

где $y = \mu\chi/D$; L — скрытая теплота парообразования; c_p — теплоемкость; μ — коэффициент поглощения лазерного излучения; χ — температуропроводность жидкости; T_0, T_{∞} — температура жидкости на поверхности и бесконечности соответственно; x — координата, отсчитываемая от поверхности в глубь жидкости.

Скорость движения поверхности испарения D связана с интенсивностью излучения J_{∞} и температурой поверхности T_0 соотношением

$$D = J_{\infty} / [\rho_0(L + (T_0 - T_{\infty})c_p)], \quad T \rightarrow T_{\infty} \quad \text{при} \quad x \rightarrow \infty. \quad (2)$$

Данное распределение температуры внутри жидкости имеет максимум вследствие влияния двух конкурирующих процессов. С одной стороны, жидкость нагревается поглощаемым лазерным излучением, с другой — охлаждается при оттоке тепла как внутрь жидкости, так и к поверхности испарения.

Из (1) следует, что координата и величина максимальной температуры определяются по формулам

$$x_{\max} \approx 1/\mu, \quad T_{\max} \approx T_0 + L/(c_p y).$$

Для диэлектрических жидкостей отношение L/c_p сравнимо с их критической температурой T_* , поэтому критическая температура достигается при $y \approx 1$. Подставляя в (2) значение $D = \mu\chi$, получим оценочное значение интенсивности лазерного излучения, при котором в диэлектрической жидкости достигается температура T_* :

$$J_* = \rho_0 c_p \mu \chi (T_* - T_\infty).$$

Для диэлектрических жидкостей $J_* = 10^3 \div 10^4$ Вт/см², для металлических жидкостей $J_* = 10^8 \div 10^9$ Вт/см². В частности, для воды $J_* = 2 \cdot 10^3$ Вт/см² при $\mu = 10^5$ м⁻¹ ($\lambda = 10,6$ мкм), $\chi = 10^{-7}$ м²/с.

При интенсивностях, больших J_* , в окрестности максимума температуры жидкость переходит в метастабильное состояние и в ней в результате флуктуационного зародышеобразования взрывным образом появляются пузырьки пара. Скорость образования зародышей пузырьков увеличивается экспоненциально по мере приближения состояния жидкости к границе устойчивости, определяемой кривой спинодали. В частности, приближенное уравнение спинодали для воды, которая является типичной диэлектрической жидкостью и на примере которой далее проводятся численные оценки, имеет вид [9]

$$T_c = T_*(0,9 + 0,1p/p_*), \quad (3)$$

где $T_* = 647$ К, $p_* = 221 \cdot 10^5$ Па — критические значения температуры и давления воды.

Из (3) следует, что температура спинодали меняется в пределах $T_* \cdot 10$ %, при этом давление изменяется в широком диапазоне.

Критический размер зародыша и частота его появления определяются выражениями

$$r_* = 2\sigma/(p_s - p_0), \quad \ln N \simeq 88 - 4\pi r_*^2 \sigma / (3k_B T), \quad (4)$$

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 противодействием со стороны окружающей жидкости и скоростью теплоподвода к поверхности растущего пузырька. На рэлеевской стадии, когда рост пузырька ограничивается инерционными силами, его радиус увеличивается со временем линейно и равен $r = t(2(p - p_0)/\rho_0)^{1/2}$. На тепловой стадии, когда рост пузырька ограничивается теплоподводом, его радиус зависит от времени следующим образом:

$$r = t^{1/2}(2k/(\rho_{\text{п}} c_0))^{1/2}(T_1/(1 - T_1))^{1/2}, \quad T_1 = c_{\text{п}}(T - T(p))/L.$$

Здесь $T(p)$ — температура насыщенного пара; c_0 , k — теплоемкость и теплопроводность жидкости; $c_{\text{п}}$ и $\rho_{\text{п}}$ — теплоемкость и плотность пара.

Растущие пузырьки пара разрушают поверхностный слой жидкости на мелкие капли, которые вместе с паром разлетаются в окружающую атмосферу. При этом поверхность жидкости, с одной стороны, охлаждается за счет поверхностного испарения, с другой — нагревается лазерным излучением, достигшим поверхности. В результате влияния этих двух конкурирующих процессов жидкость вновь достигает спинодального состояния и разрушение поверхностного слоя повторяется.

Вследствие периодического характера процесса взрывного вскипания над поверхностью жидкости образуется аэрозоль, который испаряется в поле лазерного излучения.

Ниже рассматриваются основные процессы, описываемые предлагаемой моделью взрывного кипения.

Периодический характер взрывного кипения. Рассмотрим процесс испарения с момента отделения поверхностного слоя жидкости. При этом жидкость имеет начальную температуру с профилем $T = (T_c - T_\infty) \exp(-\mu x) + T_\infty$, получаемым из уравнения теплопроводности в предположении малости энергии теплопереноса по сравнению с энерговыделением при лазерном излучении. Происходит интенсивное испарение с поверхности жидкости, что приводит к быстрому уменьшению температуры на ней.

В предположении, что температура наружной поверхности равна T_0 и скорость движения границы жидкости пренебрежимо мала по сравнению со скоростью распространения температурной волны в глубь жидкости, профиль температуры охлаждающейся жидкости имеет вид [10]

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

$$\Phi(z) = \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_0^z \exp(-\xi^2) d\xi, \quad (5)$$

где $A = \mu J$ — плотность энерговыделения при лазерном излучении; $a = T_c$, $b = -\mu(T_c - T_\infty)$ — первые коэффициенты разложения в ряд Тейлора в точке максимума начальной температуры $T = (T_c - T_\infty) \exp(-\mu x) + T_\infty$. Из (5) следует, что при $\mu(\chi t)^{1/2} \ll 1$ максимальная температура и ее координата определяются соотношениями

$$T_{\max} = T_c \left(1 + \mu J t / (\rho_0 c_p T_c) - m \mu (\chi t)^{1/2} (T_c - T_\infty) / T_c \right), \quad x_{\max} = m (\chi t)^{1/2}, \quad (6)$$

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

Согласно (6) температура в точке максимума в начальный период времени уменьшается за счет охлаждения границы, а затем из-за нагрева лазерным излучением достигает первоначального значения. Суммарное время такого процесса, характеризующее период пульсационного режима испарения, и толщина разрушаемого поверхностного слоя соответственно равны

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

Для воды $\tau \approx 1,2 \cdot 10^4 J^{-2}$, $\delta \approx 10^{-1} J^{-1}$. Время τ измеряется в секундах, толщина δ — в метрах.

Спинодальный распад жидкости и разрушение ее поверхностного слоя. В зависимости от соотношения времени зарождения парового слоя t_c , которое в дальнейшем будем называть временем спинодального распада жидкости, и времени прорыва поверхностного слоя жидкости одиночным пузырьком t_b возможны два варианта разрушения поверхностного слоя: 1) при $t_c \ll t_b$ в окрестности максимума температуры образуется паровой слой и дальнейшее разрушение поверхностного слоя определяется скоростью роста парового слоя и развитием неустойчивости тонкого поверхностного слоя жидкости к распаду на капли; 2) при $t_c \gg t_b$ поверхностный слой жидкости разрушается одиночными растущими пузырьками за время, равное суммарному времени заполнения пузырьками всей области жидкости с максимальной температурой t_c .

Время t_c оценим, следуя [9], из выражения, определяющего вероятность возникновения парового слоя в области нагрева жидкости:

$$p(t) = 1 - \exp \left(- c N(t) / \left(h \left| G_T \frac{dT}{dt} \right|^3 \right) \right). \quad (8)$$

Здесь $N(t) = N_0 \exp[-G(T(t))]$ — частота образования флуктуационных зародышей; $h = |(1/2)(dG/dT)_0(d^2T/dx^2)_0|^{-1/2}$ — характерная толщина слоя, в котором образуются центры кипения; c — константа, зависящая от динамики роста пузырьков. Подставляя в (8) из (5) выражение $d^2T/dx^2 \approx T_c - T_{\text{II}}/(\chi\tau)$, а из (4) — выражение $dG/dT \approx 16\pi\sigma^3/(3k_{\text{B}}T_c^2p_s^2)$, получим выражение для толщины слоя зародышеобразования

$$h \approx (\chi\tau)^{1/2}[k_{\text{B}}T_c^2p_s^2/(8\sigma^3(T_c - T_{\text{II}}))]^{1/2}.$$

Согласно оценкам толщина слоя зародышеобразования h составляет несколько процентов толщины поверхностного слоя жидкости δ .

Выражение (8) определяет вероятность возникновения парового слоя в некоторый момент времени t , прошедшего с начала нагрева жидкости. Однако представляет интерес оценить не все это время, а только промежуток, в течение которого вероятность образования парового слоя меняется существенно, например с 1 до 70 %. Этот промежуток будет определять время спиноподального распада жидкости t_c . Из (8) следует, что указанное увеличение вероятности происходит при увеличении частоты зародышеобразования на два порядка. Такой рост частоты соответствует перегреву диэлектрической жидкости на величину $\Delta T = 1 \div 2$ °C [9]. Из (6) получаем оценку времени перегрева жидкости: $t_c = \rho_0 c_p \Delta T / (\mu J)$.

Время прорыва поверхностного слоя одиночным пузырьком оценим по времени роста этого пузырька на рэлеевской стадии до размера, сравнимого с толщиной поверхностного слоя жидкости: $t_b = \delta(\rho_0/p_s)^{1/2}$. Подставив из (7) значение δ , получим

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

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

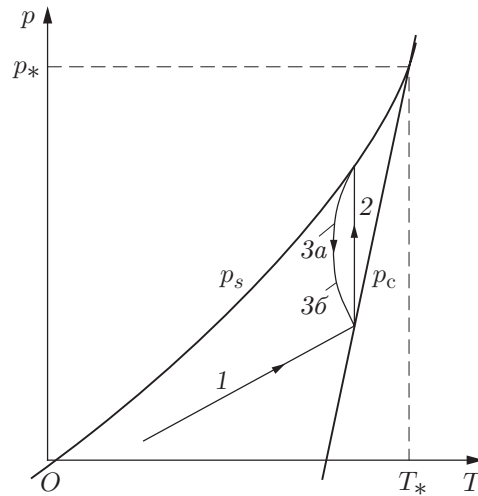
Отметим, что данный результат противоречит постановке задачи в [7], где априорно предполагается, что в окрестности максимума температуры за время, равное 0,1 нс, образуется паровая полость толщиной 0,01 мкм, отделяющая тонкий поверхностный слой, который, оставаясь устойчивым, испаряется в течение всего времени воздействия лазерного импульса.

Сравнивая время спиноподального распада жидкости с периодом пульсационного вскипания жидкости, отметим, что периодический режим вскипания нарушается при интенсивности излучения, превышающей величину

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

Для воды $J = 2$ МВт/см². При больших интенсивностях происходит квазиоднородное кипение поверхностного слоя вплоть до начала гидродинамического разлета вещества при $J \approx 10$ МВт/см² [11].

Рассмотрим модель периодического вскипания жидкости в термодинамических координатах состояния среды. Опотермодинамическая фазовая траектория жидкости в поверхностном слое представлена на рисунке (p_s, p_c — кривые бинодали и спинодали соответственно). Кривая 1 соответствует начальному периоду нагрева жидкости до температуры спинодали T_c . При температуре T_c в окрестности максимума температуры взрывным образом возникают пузырьки пара, в которых давление равно давлению насыщения пара $p_s(T_c)$. Давление насыщения p_s определяет давление в поверхностном слое жидкости в течение малого промежутка времени ее спиноподального распада t_c (кривая 2). После разрушения поверхностного слоя и разлета капель начинается интенсивное испарение вещества с поверхности, что приводит к быстрому охлаждению жидкости и понижению в ней давления (кривая 3а). Однако за счет нагрева поверхностного слоя лазерным излучением вновь достигается температура спинодали (кривая 3б) и процесс вскипания повторяется.



Оптотермодинамическая фазовая траектория жидкости:

1 — начальный период нагрева жидкости до температуры спинодали T_c ; 2 — период спинодального распада жидкости; 3 — период понижения давления в жидкости (3а — быстрое охлаждение жидкости; 3б — нагрев поверхностного слоя лазерным излучением)

Время “обхода” по термодинамической петле равно периоду пульсационного процесса вскипания жидкости τ . С увеличением интенсивности излучения петля смещается вверх и период процесса вскипания стремится к нулю.

Испарение аэрозоля. Периодически повторяющееся вскипание жидкости приводит к тому, что над ее поверхностью образуется парокапельная среда (аэрозоль), разлетающаяся в окружающую атмосферу навстречу падающему излучению. В результате поглощения излучения в аэрозоле его интенсивность уменьшается. Энергия поглощенного излучения расходуется на испарение аэрозоля. Для того чтобы оценить степень ослабления лазерного излучения вблизи поверхности, рассмотрим следующую упрощенную модельную задачу.

Пусть длительность лазерного излучения существенно больше периода пульсационного процесса вскипания жидкости. Тогда над поверхностью жидкости устанавливается стационарное течение аэрозоля с переменной плотностью, уменьшающейся по направлению его разлета.

Предполагая, что поглощение излучения оказывает незначительное влияние на скорость разлета аэрозоля, найдем стационарное распределение плотности аэрозоля по направлению его движения.

Дифференциальное уравнение, описывающее изменение плотности аэрозольной среды за счет ее испарения, имеет вид

$$\frac{d\varphi}{dx} = -\frac{\varphi\mu J}{\rho_0 V L}, \quad \varphi|_{x=\infty} = 0, \quad \varphi|_{x=0} = \frac{\delta(J_0)}{V\tau(J_0)}. \quad (9)$$

Здесь $\varphi = \rho_1/\rho_0$ — относительная плотность аэрозоля; ρ_1 — плотность аэрозоля; ρ_0 — плотность жидкости; J_0 — интенсивность излучения вблизи поверхности жидкости; V — скорость разлета парокапельной смеси; x — координата, отсчитываемая от поверхности жидкости в направлении разлета аэрозоля.

Следует отметить, что граничное значение относительной плотности аэрозоля на поверхности жидкости $\varphi|_{x=0} = \delta(J_0)/(V\tau(J_0))$ определяется интенсивностью излучения, достигшего поверхности.

Ослабление интенсивности излучения за счет поглощения в аэрозоле описывается законом Бугера, который в принятых обозначениях имеет вид $J = J_\infty \exp\left(-\int_x^\infty \mu\varphi dx\right)$. Коэффициент поглощения излучения в аэрозоле принят пропорциональным его плотности.

Вводя вспомогательную переменную $y = \int_x^\infty \mu\varphi dx$, интегродифференциальное уравнение (9) с граничными условиями запишем в виде

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

Решением этого уравнения является функция

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

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

Используя соотношение $\varphi = -y'/\mu$, окончательно получим выражение для относительной плотности аэрозоля

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

Подставляя в (10) граничное значение $y|_{x=0}$, предварительно выразив толщину δ и период τ из выражений (7), получим следующее уравнение:

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

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

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

Физический смысл полученного соотношения состоит в том, что в принятых приближениях ослабление интенсивности излучения не зависит от интенсивности падающего излучения и определяется только термодинамическими свойствами жидкости. Например, для воды интенсивность излучения вблизи поверхности составляет примерно 40 % интенсивности падающего излучения. Таким образом, 40 % мощности излучения достигает поверхности воды и расходуется на ее разрушение, 60 % затрачивается на испарение аэрозоля.

Расстояние, на котором плотность аэрозоля становится пренебрежимо малой по сравнению с ее значением на поверхности жидкости, сравнимо с величиной A^{-1} (см. (10)), значение которой для воды при интенсивности $J_\infty = 1$ МВт/см² равно 10^{-3} м.

При диаметрах лазерного луча, больших указанного расстояния, всю область взрывного вскипания жидкости можно моделировать газодинамическим разрывом и использовать его в моделях газодинамического описания взаимодействия лазерного излучения с веществом, в том числе при произвольной временной зависимости интенсивности излучения и любых параметрах окружающей атмосферы [12, 13].

В заключение отметим, что экспериментальное наблюдение пульсационного режима испарения затруднено, так как даже незначительная неоднородность распределения интенсивности излучения по пятну его фокусировки на поверхности жидкости приводит к быстрому исчезновению пульсационной составляющей давления, регистрируемого помещенным в жидкость акустическим датчиком. Можно показать, что пульсационная со-

ставляющая давления уменьшается обратно пропорционально времени и при $t \geq \tau(J/\Delta J)$ становится пренебрежимо малой ($\Delta J/J$ — степень неоднородности распределения интенсивности излучения по пятну).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Лямшев Л. М.** Оптическая генерация звука в жидкости. Тепловой механизм // Акуст. журн. 1981. Т. 27, № 5. С. 5–29.
2. **Бункин Ф. В., Трибельский М. И.** Нерезонансное взаимодействие мощного оптического излучения с жидкостью // Успехи физ. наук. 1980. Т. 130, вып. 2. С. 193–195.
3. **Анисимов С. И.** Действие излучения большой мощности на металлы / С. И. Анисимов, А. Я. Имас, Г. С. Романов, Ю. В. Ходыко. М.: Наука, 1970.
4. **Витшас 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. 1438–1442.
5. **Самохин А. А.** О некоторых особенностях развитого испарения конденсированных сред лазерным излучением // Квантовая электрон. 1974. Т. 1, № 9. С. 2056–2058.
6. **Козлов Б. М., Крынецкий Б. Б., Самохин А. А.** Об испарении метастабильной жидкости // Квантовая электрон. 1974. Т. 1, № 11. С. 2348–2352.
7. **Андреев С. Н., Карташов И. Н., Самохин А. А.** Моделирование объемного вскипания при лазерном испарении поглощающих конденсированных сред // Крат. сообщ. по физике / Физ. ин-т АН. 2003. № 6. С. 10–21.
8. **Самохин А. А., Успенский А. В.** Влияние спинодальных особенностей на процесс испарения перегретой жидкости // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1977. Т. 73, № 3. С. 1025–1028.
9. **Скрипов В. П.** Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии: Справ. / В. П. Скрипов, Е. Н. Сеницын, Г. В. Павлов и др. М.: Атомиздат, 1980.
10. **Карслоу Г.** Теплопроводность твердых тел / Г. Карслоу, Д. Егер. М.: Наука, 1973.
11. **Сенцов Ю. И.** Теоретическое исследование оптико-акустического эффекта в диэлектрической жидкости при испарительном режиме воздействия лазерного излучения: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М., 1987.
12. **Витшас А. Ф., Сенцов Ю. И.** Газодинамическая модель испарительного взаимодействия излучения с жидкостью // ПМТФ. 1987. № 5. С. 36–42.
13. **Витшас А. Ф., Сенцов Ю. И.** Неадиабатический распад границы раздела жидкость — пар под действием излучения // Теплофизика высоких температур. 1987. Т. 24. С. 159–161.

*Поступила в редакцию 7/V 2007 г.,
в окончательном варианте — 2/X 2007 г.*