

ISSN 0368-7147

КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

ТОМ 11

12'84

В. И. Мажукин, А. А. Самохин

КИНЕТИКА ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ПРИ ЛАЗЕРНОМ ИСПАРЕНИИ МЕТАЛЛА

Исследуется изменение степени неравновесности испарительного процесса при различных режимах лазерного воздействия на поверхность поглощающих сред. Анализ проводится на основе численного решения уравнения теплопроводности для конденсированной среды совместно с уравнениями газовой динамики для пара при учете дополнительных соотношений на облучаемой поверхности, определяющих кинетику неравновесного фазового перехода. Полученные результаты показывают наличие нетривиальной области реализации нестационарного испарительного процесса с постоянным значением числа Маха $M=1$, границы которой существенно зависят от режима лазерного воздействия.

В отличие от закритического режима лазерного испарения, когда состояние вещества меняется непрерывно [1], в докритической области может существовать резкая граница раздела фаз, на поверхности которой кроме сохранения потоков массы, импульса и энергии необходимо формулировать дополнительные соотношения, определяющие кинетику фазового перехода. Простейшим примером такого соотношения является формула Герца — Кнудсена, связывающая поток массы через границу раздела с температурой поверхности конденсированной среды T_s и давлением ее насыщенного пара $p_n(T_s)$:

$$j^0 = p_n / (2\pi RT_s)^{1/2}, \quad (1)$$

где R — газовая постоянная. Формула (1) относится к предельному случаю, когда можно пренебречь столкновениями в газовой фазе и возвратом испаренных частиц на поверхность раздела. Этот обратный поток определяется условиями газодинамического разлета за пределами кнудсеновского слоя, непосредственно примыкающего к поверхности раздела фаз и соответствующего области сильного разрыва газодинамических параметров. При некоторых предположениях о виде неравновесной функции распределения, как это делалось ранее при рассмотрении структуры ударных волн [2], в работах [3, 4] были получены выражения для газодинамических параметров при числе Маха на границе раздела $M=1$.

Значение $M=1$ реализуется при испарении в вакуум или газовую среду с малым давлением. Если внешнее давление не является пренебрежимо малым по сравнению с p_n , то $M < 1$. Стационарное испарение в таких условиях исследовалось различными методами (см., напр., [5—9]). Необходимо подчеркнуть, что уменьшение M не обязательно связано с наличием внешней газовой атмосферы. При быстром изменении температуры облучаемой поверхности испарение может тормозиться за счет реакции со стороны потока ранее испаренного вещества. Дополнительное противодействие, влияющее на кинетику испарения, возникает также при сильном поглощении лазерного излучения в эрозионной плазме [9—11]. Экранирующее влияние эрозионной плазмы рассматривалось неоднократно [12, 13], однако изменение степени неравновесности испарения при этом не учитывалось.

В настоящей работе исследуется поведение M в бесплазменном режиме лазерного испарения при различных вариациях температуры облучаемой поверхности. Важность этого вопроса связана с той особой ролью, которую играет параметр M в процессе развитого испарения, определяя степень его неравновесности. При фазовом равновесии $M=0$. При $M=1$ поток вещества $j_0=0,82 j^0$ через границу раздела максимален, а давление отдачи $p_s=0,55 p_n$ на облучаемой поверхности минимально.

При сохранении соотношения $M=1$ за время действия лазерного импульса поведение конденсированной среды можно рассматривать независимо от газодинамической задачи разлета пара в рамках однофазного вари-

анта задачи Стефана, в котором температура на границе раздела слабо (логарифмически) зависит от скорости ее перемещения [14]. Подобный подход широко используется при теоретическом исследовании лазерного испарения в диапазоне умеренных интенсивностей излучения, когда можно не учитывать поглощение в эрозионной плазме [15—21].

Характер изменения M оказывается существенным также в задаче об устойчивости плоского фронта испарения [20, 21]. При дозвуковом режиме испарения, когда $M < 1$, поведение границы раздела зависит от газодинамических возмущений в потоке испаренного вещества. Этот случай во многом аналогичен задаче об устойчивости фронта медленного горения [22, 23]. В задаче медленного горения жидкости при учете поверхностного натяжения σ и постоянной скорости движения фронта v для возмущений границы раздела $h \sim \exp(\Omega t + ikx)$ получается дисперсионное уравнение

$$\Omega^2 + 2\Omega kv - k^2 v u + \sigma k^3 / R_0 = 0, \quad (2)$$

где u — скорость газа, плотность которого для простоты считается пренебрежимо малой по сравнению с плотностью жидкости R_0 . Это означает, что деформация границы раздела сопровождается возникновением давления

$$p = h(\sigma k^2 + R_0 v \Omega - R_0 v u k). \quad (3)$$

Подобная реакция давления приводит к раскачке возмущений на поверхности раздела.

В условиях развитого испарения при $M = 1$ реактивное давление на границе раздела зависит от температуры поверхности. Если температура поверхности остается постоянной, как это предполагается при выводе уравнения (2), то скорость испарения и давление отдачи также практически не меняются. Вместо (2), (3) тогда получаем:

$$p = \sigma k^2 h; \quad (4)$$

$$\Omega^2 \pm \Omega kv + \sigma k^3 / R_0 = 0. \quad (5)$$

В этом случае поток вещества через границу раздела фаз приводит не к раскачке возмущений, как в уравнении (2), а к дополнительному затуханию поверхностных волн. Формальное различие между этими режимами заключается в том, что при развитом испарении возмущение давления в потоке пара описывается суперпозицией решений, отвечающих двум корням характеристического уравнения, в то время как в случае медленного горения используется только одно решение.

Уравнение для малых возмущений давления в потоке пара, который движется со скоростью u вдоль оси Z , имеет вид

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - u \frac{\partial}{\partial z} \right)^2 \delta p = u_c^2 \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \delta p, \quad (6)$$

где u_c — скорость звука. Для двумерных возмущений давления $\delta p \sim \exp(\Omega t + ikx - \lambda z)$ из (6) получается характеристическое уравнение

$$\lambda^2 (u^2 - u_c^2) - 2\lambda \Omega u + u_c^2 k^2 = 0, \quad (7)$$

$$\lambda = [\Omega u \pm u_c (\Omega^2 + u_c^2 k^2 - u^2 k^2)^{1/2}] (u - u_c)^{-1}. \quad (8)$$

В соотношениях (6)—(8) волновое число k является действительным. Для определенности его можно считать положительным, а параметры Ω и λ должны определяться из решения линеаризованной газодинамической задачи, что дает в итоге дисперсионное соотношение для малых возмущений в потоке испаренного вещества.

В дозвуковом режиме испарения, когда все характерные скорости малы по сравнению со скоростью звука, из (8) следует, что $\lambda_{1,2} = \pm k$. В этом случае при построении решения используется только один корень $\lambda_1 = k$, который соответствует затуханию возмущений в потоке пара на больших расстояниях от границы раздела [22].

Иначе обстоит дело при больших скоростях потока, когда $u \gg u_c$. Если $u_c > u - u_c > 0$, то из (8) следует

$$\lambda_{1,2} = \Omega / (u \pm u_c) \pm u_c k^2 / 2\Omega. \quad (9)$$

Очевидно, что решение задачи необходимо искать в виде, учитывающем наличие двух физически допустимых корней характеристического уравнения.

В работе [24] при анализе устойчивости поверхности испаряющейся жидкости второе решение для давления не учитывалось, что справедливо только в дозвуковом режиме испарения и неприменимо для развитого испарения, когда поток пара разгоняется до скорости звука уже на кнудсовском слое.

При использовании двух собственных решений (9) газодинамическая задача об устойчивости поверхности раздела становится неопределенной, поскольку для ее решения требуется дополнительное граничное условие, получение которого выходит за рамки линейного анализа. Если предполагать, что $M=1$ при малых возмущениях температуры и формы поверхности раздела, то задача о поведении конденсированной среды оказывается замкнутой, а ее решение дает граничные условия для описания газодинамических возмущений в потоке испаренного вещества. Подобное предположение использовалось в [20, 21].

Область реализации такого режима остается, однако, неопределенной. Эта проблема непосредственно связана с тем, что в нелинейной системе газодинамических уравнений линия перехода между областями с $M \geq 1$ и $M < 1$ зависит от искомого решения и не может быть определена заранее.

Полное исследование вопроса о поведении M выходит за рамки механики сплошных сред. Это относится, в частности, к ограничению на M сверху. В то же время решение совместной задачи для конденсированной и газовой среды при учете кинетики фазового перехода позволяет определить поведение M при $M \leq 1$.

В работе [25] решается испарительная задача в случае нагрева поверхности алюминия прямоугольным импульсом излучения микросекундной длительности и без каких-либо ограничений сформулирован вывод об уменьшении M при уменьшении интенсивности излучения. Такое заключение представляется необоснованным уже хотя бы по той причине, что результаты, полученные для данного режима, не могут быть перенесены на другие случаи изменения интенсивности. Зависимость поведения M от режима лазерного воздействия ранее не исследовалась.

Проведенное нами численное моделирование лазерного испарения показывает, что в более общем случае поведение M качественно отличается от описанного в [25]. При анализе этого процесса, как и в [25], уравнение теплопроводности в конденсированной среде решалось совместно с уравнениями газовой динамики при учете кинетики фазового перехода на границе раздела конденсированной и газовой среды. В системе координат, связанной с плоским фронтом испарения $z=0$, рассматриваемая задача записывается следующим образом:

$$-l < z < 0: \quad cR_0 \left(\frac{\partial I}{\partial t} - v \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa \frac{\partial T}{\partial z} \right),$$

$$z = -l: \quad \kappa \frac{\partial T}{\partial z} = 0; \quad (10)$$

$$z = 0: \quad R_{0s} v_s = \rho_0 u_0, \quad P_s + R_{0s} v_s^2 = p_0 + \rho_0 u_0^2, \quad \kappa \frac{\partial T}{\partial z} = L_v R_{0s} v_s - G, \quad (11)$$

$$T_0 = T_s \left[\left(1 + r^2 \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right)^2 M^2 \right)^{1/2} - r \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \right) M \right]^2, \quad r = (\pi \gamma / 8)^{1/2}, \quad (12)$$

$$\rho_0 = \frac{1}{2} \rho_n \left\{ \left(\frac{T_s}{T_0} \right)^{1/2} \left[(\gamma M^2 + 1) \exp(b^2 M^2) \operatorname{erfc}(bM) - \frac{4r}{\pi} M \right] + \right. \\ \left. + \frac{T_s}{T_0} [1 - 2rM \exp(b^2 M^2) \operatorname{erfc}(bM)] \right\}, \quad b = (\gamma/2)^{1/2}, \quad (13)$$

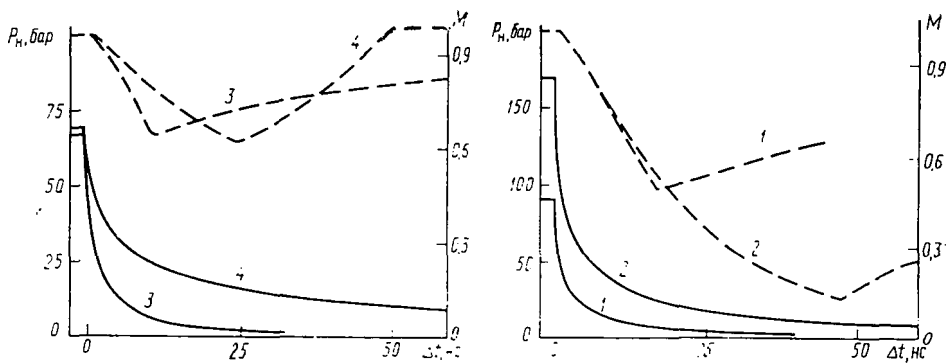


Рис. 1. Поведение p_n (сплошные линии) и M (пунктир) при $\Delta t = t - t_0 > 0$ после выключения поглощаемой интенсивности $G_0 = 10(1 - \beta)$ и 5 МВт/см^2 (4) в момент времени $t_0 = 0,3$ (1), 1 (2), 0,25 (3) и 2 мкс (4)

$$0 < z < L: \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial(u - v)}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z},$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial z} = 0, \quad (14)$$

$$p = \rho RT, \quad p_n = \rho_n RT_n = p_b \exp[L_b / RT_b (1 - T_b / T_n)], \quad (15)$$

где S — энтропия идеального газа. Течение испаренного вещества при $z > 0$ считается изэнтропическим с показателем адиабаты $\gamma = 5/3$. Кинетика фазового перехода определяется соотношениями (12), (13), которые при данном M выражают температуру T_0 и плотность газа ρ_0 на внешней границе испарительного скачка через параметры насыщенного пара [6, 25]. Для теплофизических параметров c , R_0 и L_b и температуры кипения T_b при нормальном давлении p_b использовались значения, характерные для алюминия. Поглощаемая на поверхности образца интенсивность отличается от интенсивности падающего излучения на фактор поглощательной способности $A(T_n) < 1$. В приводимых ниже расчетах для простоты задавалось непосредственно G .

Система (10)–(15) решалась численно с помощью итерационных процедур аналогично [26]. Описание методики численного решения этой системы будет изложено в отдельной работе. Из рис. 1 видно, что после выключения интенсивности $G = G_0$ в момент $t = t_0$ происходит быстрое падение p_n и M . При этом M не достигает нуля и после прохождения минимума начинает снова возрастать, в отличие от работы [25], где M в случае $t_0 = 1$ мкс и $G_0 = 10 \text{ МВт/см}^2$ падает до нуля и остается затем фиксированным на этом уровне. В качестве одной из возможных причин такого различия следует

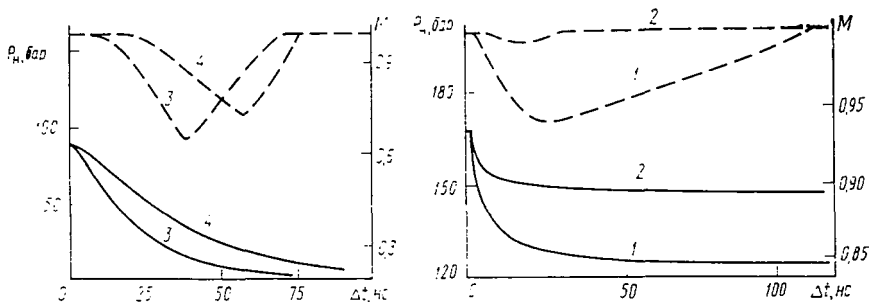


Рис. 2. Поведение p_n (сплошные линии) и M (пунктир) при $\Delta t = t - t_0 > 0$ при ступенчатом изменении интенсивности $G = \alpha G_0$ и плавном выключении $G(t) = G_0 \exp(-\Delta t / \tau)$ для $G_0 = 10 \text{ МВт/см}^2$, $t_0 = 1$ (1, 2) и 0,3 мкс (3, 4) $\alpha = 0,8$ (1), 0,9 (2), $\tau = 25$ (3), 50 нс (4)

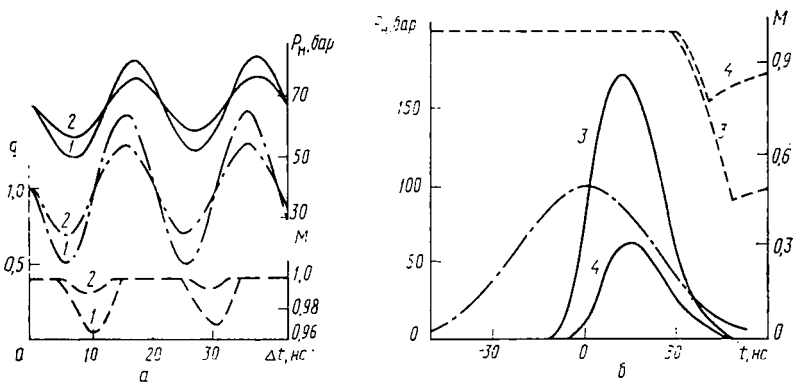


Рис. 3. Поведение p_n (сплошные линии) и M (пунктир) при глубине гармонической модуляции $a=0,5$ (1) и $0,3$ (2) поглощаемой интенсивности (штрих-пунктир) для $G_0=5$ МВт/см² (а) и в случае гауссова импульса (штрих-пунктир) с пиковым значением $G_0=30$ (3) и 25 МВт/см² (4) (б)

отметить, что чрезмерное увеличение шага по времени при численном интегрировании системы (10)—(15) приводит к уменьшению минимального значения M . Конкретный вид эволюции $M(t)$ определяется относительной скоростью изменения температуры облучаемой поверхности и реактивного давления со стороны потока испаренного вещества [27].

Примеры поведения p_n и M в различных случаях ступенчатого и плавного уменьшения поглощаемой интенсивности показаны на рис. 2. Отличие M от единицы быстро уменьшается с уменьшением относительного перепада интенсивности. При уменьшении интенсивности в момент $t_0=1$ мкс до уровня $q=0,95$ от начального $G_0=10$ МВт/см² параметр M остается постоянным с точностью до 10^{-4} . Если $G_0=5$ МВт/см², то при $t_0=1$ и 2 мкс, когда $p_n=40,5$ и $70,6$ бар, $M=1$ постоянно с той же точностью уже при $q=0,8$. В случае плавного уменьшения интенсивности максимальное отличие M от единицы (рис. 2) оказывается меньше, чем при мгновенном выключении (рис. 1). Из рис. 2 видно также, что падение M начинается с задержкой относительно убывания $G(t)$ и p_n .

Графики изменения p_n и M при модуляции поглощаемой интенсивности $G(t)=G_0[1-\text{asin}(\pi\Delta t/\tau)]$ ($\tau=20$ нс), которая включается спустя $t_0=2$ мкс после начала действия на поверхность образца постоянной интенсивности $G_0=5$ МВт/см², представлены на рис. 3, а. Поведение M существенно зависит от глубины модуляции a , причем решение задачи попадает в область $M<1$ только после значительного спада интенсивности и остается там почти на всем участке роста $G(t)$. При $a=0,5$ изменение числа Маха $\delta M=1-M$ по порядку величины сравнимо с относительным изменением температуры поверхности $\delta T_s/T_s$, однако δM резко убывает с уменьшением a . В случае $a=0,2$ δM не превышает 10^{-4} . Это согласуется с предположением, что для данного режима воздействия решение нелинейной задачи не выходит из области постоянного значения $M=1$.

Поведение M при нагреве поверхности гауссовым импульсом $G(t)=G_0\exp(-t^2/\tau^2)$ ($\tau=30$ нс) также весьма чувствительно к G_0 , как это видно из рис. 3, б. При уменьшении пикового значения интенсивности G_0 до 22 МВт/см², когда $p_n^{\text{max}}=22$ бар, $M=1$ с точностью до 10^{-4} .

Таким образом, результаты численного моделирования показывают наличие нетривиальной области реализации нестационарного испарительного процесса с постоянным $M=1$, которая существенно зависит от режима лазерного воздействия. При увеличении интенсивности излучения необходимо учитывать образование плазмы в потоке испаренного вещества. Кинетика испарения при таком режиме воздействия требует специального рассмотрения.

1. Ю. В. Афанасьев, О. Н. Крохин. *ЖЭТФ*, **52**, 966 (1967); *Труды ФИАН* **52**, 118 (1970).
2. H. Mott-Smith. *Phys. Rev.*, **82**, 885 (1951).
3. Г. С. Романов, В. К. Пустовалов. *Изв. АН БССР. Сер. Физ.-мат.*, № 4, 84 (1967).
4. С. И. Анисимов. *ЖЭТФ*, **54**, 339 (1968).
5. D. A. Labuntsov, A. P. Knyukov. *Int. J. Heat Mass Transfer*, **22**, 989 (1979).
6. С. J. Knight. *AIAA J.*, **17**, 519 (1979).
7. А. А. Абрамов, М. Н. Коган, Н. К. Макашев. *Изв. АН СССР. Сер. Мех. жидк. газа*, № 3, 72 (1981).
8. А. А. Самохин. *Кр. сообщ. физ.*, ФИАН, № 6, 3 (1982).
9. Б. Я. Мойжес, В. А. Немчинский. *ЖТФ*, **52**, 684 (1982).
10. В. Д. Лохныгин, А. А. Самохин. *ТВТ*, **15**, 1152 (1977).
11. А. А. Самохин. *Кр. сообщ. физ.*, ФИАН, № 2, 46 (1983).
12. В. И. Бергельсон, А. П. Голубь, И. В. Немчинов, С. П. Попов. *Квантовая электроника*, № 4 (16), 20 (1973).
13. А. П. Голубь, И. В. Немчинов, А. И. Петрухин, Ю. Е. Плешанов, В. А. Рыбаков. *ЖТФ*, **51**, 316 (1981).
14. J. I. Masters. *J. Appl. Phys.*, **27**, 477 (1956).
15. С. И. Анисимов, А. М. Бонч-Бруевич, М. А. Ельяшевич, Я. А. Имас, Н. А. Павленко, Г. С. Романов. *ЖТФ*, **36**, 1273 (1966).
16. А. А. Углов. *Физ. хим. обраб. матер.*, № 5, 3 (1974); № 3, 3 (1976).
17. Ю. Я. Любов, Э. Н. Соболев. *Физ. хим. обраб. матер.*, № 1, 12 (1977); *Инж. физ. ж.*, **45**, 670 (1983).
18. А. А. Самохин, А. Б. Успенский. *ЖЭТФ*, **73**, 1025 (1977); *Физ. хим. обраб. матер.*, № 3, 3 (1981); *ТВТ*, **20**, 718 (1982).
19. А. I. Korotchenko, A. A. Samokhin, A. P. Gus'kov. *Appl. Phys. A*, **27**, 121 (1982).
20. А. А. Самохин. *Квантовая электроника*, **10**, 2022 (1983).
21. А. И. Коротченко, А. А. Самохин. *ДАН СССР*, **269**, 581 (1983).
22. Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт, В. Б. Либрович, Г. М. Махвиладзе. *Математическая теория горения и взрыва*. — М.: Наука, 1980.
23. Г. Д. Саламандра, Н. И. Майоров. *ФГВ*, **18**, 61 (1982).
24. Е. Б. Левченко, А. Л. Черняков. *Ж. прикл. мех. техн. физ.*, № 6, 144 (1982).
25. С. J. Knight. *AIAA J.*, **20**, 950 (1982).
26. А. А. Самарский, Ю. П. Попов. *Разностные методы газовой динамики*. — М.: Наука, 1980.
27. В. И. Мажукин, А. А. Самохин. *Кр. сообщ. физ.*, ФИАН, № 3, 26 (1984).

Институт общей физики
АН СССР, Москва

Поступила в редакцию
21 февраля 1984 г.

V. I. Mazhukin, A. A. Samokhin. Kinetics of the Phase Transition Under the Laser-Induced Vaporization of Materials.

Changes are studied in the degree of nonequilibrium of the vaporization process under different conditions of exposure of absorber surfaces to the laser radiation. An analysis of the process is performed on the basis of numerical solution to the heat conduction equation for a condensed medium together with gasdynamic equations for vapor taking into account additional relationships on the exposed surface which govern the kinetics of the nonequilibrium phase transition. The results obtained show an existence of a nontrivial region of realization of the nonstationary vaporization process with the constant value of Mach number $M=1$, and the boundaries of the region depend substantially on conditions of exposure to the laser radiation.