

УДК 536.423.1

ВЛИЯНИЕ ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ-ДИЭЛЕКТРИК НА ПРОЦЕСС ЛАЗЕРНОГО ИСПАРЕНИЯ КОНДЕНСИРОВАННОЙ СРЕДЫ

С. Н. Андреев, А. А. Самохин

Обсуждаются экспериментальные результаты и теоретические выводы работы [J. Appl. Phys., V88, p. 1638 (2000)], касающиеся эффекта просветления при лазерном воздействии на непрозрачные конденсированные среды. Обращено внимание на взаимное несоответствие между используемыми значениями критической температуры и температуры нормального кипения и на существенную роль коэффициента поглощения в просветленной среде. Исследована зависимость стационарного режима лазерного испарения от характерных параметров задачи.

Вдали от критической температуры T_c процесс испарения металлов совпадает с переходом металл-диэлектрик, поскольку проводимость паров металла при этом обычно является ничтожно малой величиной. При увеличении температуры переход металл-диэлектрик может происходить и в конденсированной среде [1]. Это обстоятельство использовалось в работе [2] для объяснения экспериментальных результатов по воздействию миллисекундных лазерных импульсов на свинец и висмут, однако однозначная интерпретация эксперимента [2] оказалась затруднительной [3 - 4].

В настоящем сообщении обсуждаются эксперимент и теоретические выводы недавней работы [5], в которой результаты воздействия наносекундного лазерного импульса (3 нс) с длиной волны $\lambda = 266$ нм на кремний в воздухе также связываются с возникновением просветления в облучаемом образце и последующим взрывным вскипанием перегретого просветленного слоя.

Прежде всего необходимо отметить взаимную несогласованность значений $T_c = 5000$ К и температуры нормального кипения $T_b = 3514$ К для кремния, используемых

в работе [5]. Действительно, используя формулу Клапейрона для плотности насыщенного пара, который предполагается идеальным газом, при $T = T_b$ и T_c получаем, что плотность насыщенного пара в критической точке составляет всего лишь $2 \cdot 10^{-3}$ от твердотельной плотности, то есть является слишком малой по сравнению с критической плотностью, которая обычно всего лишь в несколько раз меньше твердотельной. Другими словами, используемое в работе [5] отношение T_c/T_b является заниженным и требует корректировки. Поскольку точное значение отношения T_c/T_b нам не известно, будем предполагать величину этого отношения в интервале 2.2 – 2.6, который позволяет получить качественное соответствие между критической плотностью ρ_c и плотностью насыщенного пара в нормальной точке кипения ρ_b .

При таком подходе скорость фронта испарения конденсированной фазы V может быть записана в виде:

$$V(T) = V_b \exp(a(1 - T_b/T)), \quad (1)$$

где значение $V_b = 1.7 \text{ см/с}$ приближенно соответствует формуле Герца–Кнудсена и в рассматриваемом далее диапазоне температур считается постоянным, а постоянная $a = 12$.

Стационарный режим испарения, как и в работе [3], рассматривается без учета интерференционного эффекта, связанного с отражениями излучения от границ раздела в конденсированной среде, т.е. поглощение излучения в среде описывается законом Бугера с коэффициентом поглощения α_1 и α_2 ($\alpha_1 > \alpha_2$) соответственно для непрозрачной и прозрачной областей. Коэффициент поглощения в твердой фазе для простоты полагается равным α_1 , поскольку в рассматриваемых случаях излучение практически не доходит до твердой фазы.

Уравнение для стационарного температурного профиля в системе координат, движущейся вместе с фронтом испарения, в области однородности имеет вид:

$$-V \frac{\partial T}{\partial z} = \chi \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{\alpha I}{c\rho} e^{-\alpha z}, \quad (2)$$

где χ – коэффициент температуропроводности, c и ρ – соответственно теплоемкость и плотность вещества, I – интенсивность падающего излучения. Для простоты коэффициент отражения считается равным нулю. Излучение падает слева на образец, занимающий правое полупространство.

Решение уравнения (2) дается выражением:

$$T(z) = C_0 + C_1 e^{-qz} + \frac{I}{c\rho\chi(q - \alpha)} e^{-\alpha z}, \quad (3)$$

где $q = V/\chi$, а константы C_0 и C_1 находятся из граничных условий на поверхностях, разделяющих просветленную и непросветленную области, а также жидкую и твердую фазы.

Полный температурный профиль строится из выражений (3) внутри каждой из областей, "сшитых" на границах областей условиями равенства температур и потоков тепла с учетом теплоты соответствующего фазового перехода. В дальнейшем внутри каждой области координата Z отсчитывается от ее левой границы, и координата правой границы есть толщина области. Температура внутри твердой фазы (область 3) достаточно глубоко от поверхности задается равной $T_3(\infty) = T_\infty = 300 \text{ K}$. На границе раздела "жидкость - твердое тело" условия равенства температур и потоков тепла имеют вид:

$$T_2(h_2) = T_3(0) = T_m, \quad \chi_2 \frac{\partial T_2}{\partial z}(h_2) - \chi_3 \frac{\partial T_3}{\partial z}(0) = \frac{L_m V}{c}, \quad (4)$$

где $T_2(z)$ - температурный профиль в области между зоной просветления (область 1) и твердой фазой; h_2 - координата фронта плавления, определяемая из условия сшивки на фронте плавления, где температура имеет заданное значение, равное температуре плавления T_m ; L_m - скрытая теплота плавления; χ_2 и χ_3 - коэффициенты температуропроводности в непросветленной жидкости (область 2) и в твердой фазе соответственно.

На правой границе зоны просветления имеем:

$$T_1(h_1) = T_2(0) = T_p, \quad \chi_1 \frac{\partial T_1}{\partial z}(h_1) = \chi_2 \frac{\partial T_2}{\partial z}(0), \quad (5)$$

где $T_1(z)$, χ_1 , h_1 - соответственно температурный профиль, коэффициент температуропроводности и координата правой границы зоны просветления, определяемая из условия сшивки на фронте просветления, где температура имеет заданное значение, равное температуре просветления T_p . Аналогичные выражения пишутся и для левой границы:

$$T_0(h_0) = T_1(0), \quad \chi_0 \frac{\partial T_0}{\partial z}(h_0) = \chi_1 \frac{\partial T_1}{\partial z}(0), \quad (6)$$

где $T_0(z)$, h_0 - температурный профиль и координата правой границы зоны непросветленного слоя (область 0), который при некоторых условиях может существовать на поверхности просветленного слоя, т.е. на его левой границе. При этом $\chi_0 = \chi_2$. Граничные условия на фронте испарения имеют вид:

$$T_0(0) = T_s, \quad \chi_0 \frac{\partial T_0}{\partial z}(0) = \frac{L_v V}{c}, \quad (7)$$

где L_v – скрытая теплота испарения, а $T_s(V)$ – температура на поверхности испарения, связанная со скоростью фронта испарения формулой (1).

При исчезновении поверхностного непросветленного слоя $\chi_0 \rightarrow \chi_1$, $T_0(0) \rightarrow T_1(0)$ и условия (7) относятся к свободной поверхности просветленного слоя. На рис. 1 показан общий вид температурного профиля, нормированного на критическую температуру, при $T_p = 0.8T_c$, $T_c = 8000 \text{ K}$, $T_s = 3076 \text{ K}$, $\alpha_1 = 1.13 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$, $\alpha_2 = 100 \text{ см}^{-1}$, $\chi_1 = 0.21 \text{ см}^2/\text{с}$, $\chi_2 = \chi_1/10$. Остальные параметры $L_m = 1797 \text{ Дж/г}$, $L_v = 13722 \text{ Дж/г}$, $T_m = 1683 \text{ K}$, $c = 1.05 \text{ Дж/(гК)}$, $\rho = 2.52 \text{ г/см}^3$ совпадают с приведенными в [5].

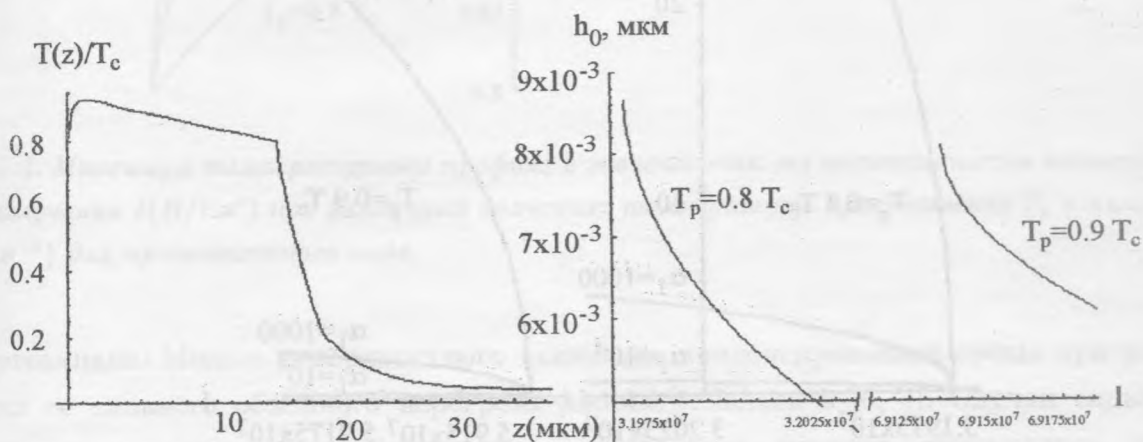


Рис. 1. Стационарный температурный профиль при $T_p = 0.8T_c$ и $\alpha_2 = 100 \text{ см}^{-1}$.

Рис. 2. Толщина приповерхностного непросветленного слоя h_0 в зависимости от интенсивности поглощаемого излучения $I (\text{В/см}^2)$ при различных значениях температуры просветления T_p . От величины α_2 значение h_0 не зависит.

Данному профилю соответствует входящее значение интенсивности $I(0) = 3.197 \times 10^7 \text{ В/см}^2$. При используемых параметрах пороговое значение интенсивности для возникновения просветленного слоя равно $I_t = 3.1964 \cdot 10^7 \text{ В/см}^2$. При $I_c = 3.1976 \cdot 10^7 \text{ В/см}^2$ температура в максимуме профиля достигает критической, а при интенсивности $I > 3.237 \cdot 10^7 \text{ В/см}^2$ исчезает приповерхностный непросветленный слой, однако максимум температурного профиля T_{max} уже превышает критическую температуру в 2.4 раза.

На рис. 2 приводится зависимость толщины приповерхностного непросветленного слоя h_0 от интенсивности при различных значениях температуры просветления $T_p = 0.8T_c$ и $T_p = 0.9T_c$. Величина h_0 определяется только характеристиками непросветленной среды и от α_2 не зависит. В то же время, толщина просветленного слоя существенно зависит от его коэффициента поглощения, как это видно из рис. 3. Отметим, что при $h_1 \gg h_0$ толщина просветленного слоя фактически совпадает с h_1 .

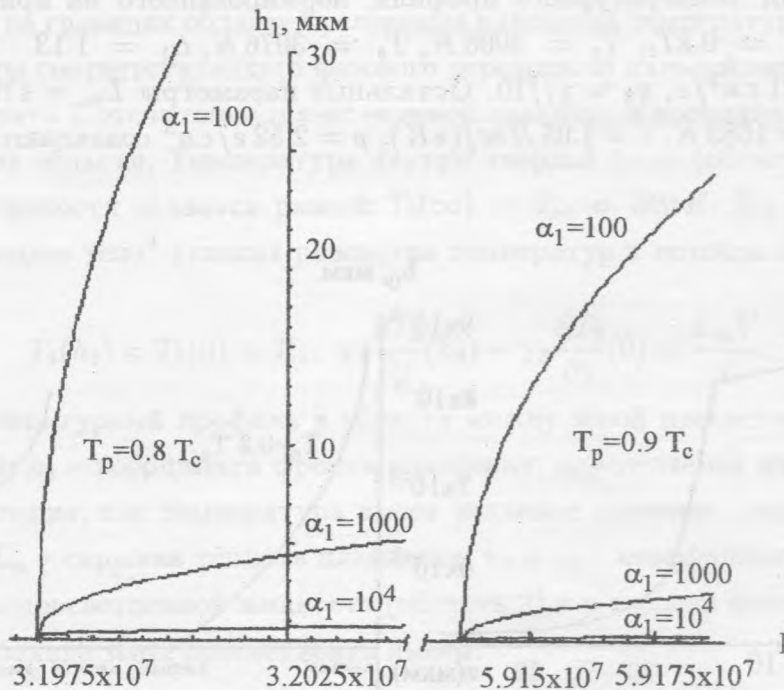


Рис. 3. Толщина просветленного слоя в зависимости от интенсивности поглощаемого излучения I ($В/см^2$) при различных значениях температуры просветления T_p и величины α_1 ($см^{-1}$) для просветленного слоя.

Как отмечалось в [3], максимум температурного профиля после просветления сравнительно быстро достигает критической температуры T_c и при дальнейшем увеличении интенсивности формально может превышать это значение. На рис. 4 показана зависимость T_{max} от поглощаемой интенсивности для различных значений температуры просветления T_p и величины α_1 .

Величина $T > T_c$ выходит за рамки применимости используемой модели, в частности, из-за неучета возможного существенного увеличения теплоемкости в окрестности спинодали, которое очевидным образом уменьшает значение T_{max} при одном и том же

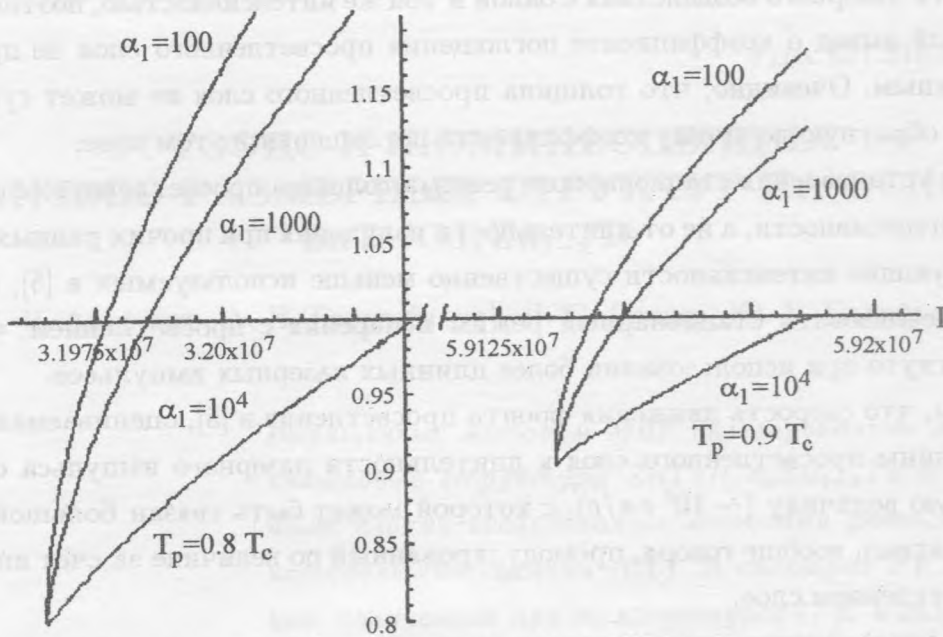


Рис. 4. Максимум температурного профиля в зависимости от интенсивности поглощаемого излучения I (В/см^2) при различных значениях температуры просветления T_p и величины α (см^{-1}) для просветленного слоя.

энерговкладе. Модель поверхностного испарения конденсированной среды при реализации ее сильного объемного перегрева рассматривалась в [6, 7]. Случаи сильного перегрева металлов при импульсных воздействиях недавно обсуждались также в [8 – 9].

В работе [5] наблюдается, по-видимому, процесс объемного вскипания перегретого просветленного слоя спустя примерно 400 нс после лазерного импульса, причем время этой задержки не зависит от величины интенсивности, превышающей пороговое значение $2.2 \cdot 10^{10} \text{ В/см}^2$. При этом фактически предполагается, что значение коэффициента поглощения в просветленном слое очень мало и температура просветленного слоя остается неизменной при различных интенсивностях воздействия. При используемых в [5] интенсивностях облучения такое предположение может быть оправдано только при $\alpha_2 < 100$, поскольку в противном случае величина нагрева просветленной области за время действия лазерного импульса составляет сотни градусов и ею уже нельзя пренебрегать.

В работе [5] отсутствуют данные о зависимости толщины просветленного слоя от

длительности лазерного воздействия с одной и той же интенсивностью, поэтому сделать определенный вывод о коэффициенте поглощения просветленного слоя не представляется возможным. Очевидно, что толщина просветленного слоя не может существенно превышать обратную величину коэффициента поглощения в этом слое.

В случае установления стационарного режима толщина просветленного слоя зависит только от интенсивности, а не от длительности излучения при прочих равных условиях. Соответствующие интенсивности существенно меньше используемых в [5], и было бы интересно реализовать стационарный режим испарения с просветлением, что может быть достигнуто при использовании более длинных лазерных импульсов.

Отметим, что скорость движения фронта просветления в [5], оцениваемая как отношение толщины просветленного слоя к длительности лазерного импульса составляет значительную величину ($\sim 10^6$ см/с), с которой может быть связан большой фотоакустический сигнал, вообще говоря, промодулированный по величине за счет интерференции в просветленном слое.

Процесс установления стационарного режима испарения с учетом интерференционных эффектов, а также возникающего при этом фотоакустического сигнала будет рассмотрен в отдельной работе.

Авторы выражают благодарность И. Н. Карташову, В. И. Мажукину и И. Ю. Смурову за внимание и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] З е л ь д о в и ч Я. Б., Л а н д а у Л. Д. ЖЭТФ, **14**, 32 (1944).
- [2] Б а т а н о в В. А. и др. ЖЭТФ, **63**, 586 (1972); IEEE J. Quantum Electronics, **QE-9**, 503 (1973).
- [3] К а р а п е т я н Р. В., С а м о х и н А. А. Квантовая электроника, **9**, 2053 (1974).
- [4] Б у н к и н Ф. В. Квантовая электроника, **9**, 2053 (1974).
- [5] Y o o J. H. et al. Journal of Applied Physics, **88**, 1638 (2000).
- [6] С а м о х и н А. А., У с п е н с к и й А. Б. ЖЭТФ, **73**, 1025 (1977).
- [7] С а м о х и н А. А. Труды ИОФАН, **13**, 3 (1988).
- [8] В а л у е в А. А., Н о р м а н Г. Э. ЖЭТФ, **116**, 2176 (1999).
- [9] К р и в о г у з М. Н., Н о р м а н Г. Э. ДАН, **379**, N 2, 177 (2001).