

УДК 532.5

ОБ ИНКРЕМЕНТЕ ИСПАРИТЕЛЬНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

С. Н. Андреев, А. А. Самохин

Численно исследуется поведение инкремента неустойчивости фронта лазерного испарения конденсированных сред при различных значениях оптических и теплофизических параметров вещества. Показано, что совместное влияние газодинамических возмущений и объемного характера нагрева мишени приводит к формированию одной коротковолновой аperiodической области неустойчивости. Получены зависимости максимального инкремента этой неустойчивости от коэффициента поверхностного натяжения вещества.

Проблема устойчивости фронта лазерного испарения конденсированных сред под действием интенсивного лазерного излучения исследуется уже много лет (см. [1 – 5] и цитированную там литературу).

Дисперсионное уравнение для случая свободного разлета паров, когда число Маха M в потоке испаренного вещества равно единице, анализировалось в работах [1, 3] для случаев поверхностного и объемного нагрева облучаемой мишени.

В работе [2] было получено дисперсионное уравнение для малых возмущений плоского фронта стационарного испарения с учетом газодинамических возмущений в потоке испаренного вещества, которые становятся существенными при $M < 1$. Некоторые результаты анализа поведения действительной части инкремента неустойчивости, определяемого этим уравнением, приведены в работах [4, 5].

В настоящей работе проводится исследование влияния теплофизических и оптических параметров вещества мишени на действительную и мнимую части инкремента неустойчивости плоского фронта лазерного испарения вещества.

Подробное описание постановки задачи об устойчивости фронта лазерного испарения конденсированных сред под действием интенсивного лазерного излучения в условиях ограниченного разлета паров приводится в работах [2, 5].

Дисперсионное соотношение $\gamma(k)$ для малых возмущений плоского фронта испарения, пропорциональных $\exp(\gamma t - ikx)$, определяется уравнением [5]:

$$\det \|D_{ij}\| = 0, \quad (1)$$

в котором элементы детерминанта имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} D_{11} &= 1, \quad D_{12} = -\gamma, \quad D_{13} = -\frac{1}{\rho_l} \frac{\partial g_1}{\partial T_s}, \quad D_{14} = -\frac{1}{\rho_l} \frac{\partial g_1}{\partial M}, \\ D_{21} &= \rho_l(v + \gamma/k), \quad D_{22} = \sigma k^2, \quad D_{23} = \frac{\partial g_2}{\partial T_s} - 2v \frac{\partial g_1}{\partial T_s}, \quad D_{24} = \frac{\partial g_2}{\partial M} - 2v \frac{\partial g_1}{\partial M}, \\ D_{31} &= c\rho_l \chi((k + \alpha - q)B + (k + k_0 - q)D), \\ D_{32} &= c\rho_l \chi \left((\alpha - q)A - q \frac{\partial T_l}{\partial z} \Big|_{z=0} + \frac{\partial^2 T_l}{\partial z^2} \Big|_{z=0} \right), \\ D_{33} &= c\rho_l \chi q + \frac{\partial(g_1 L)}{\partial T_s}, \quad D_{34} = \frac{\partial(g_1 L)}{\partial M}, \\ D_{41} &= 1, \quad D_{42} = \frac{\gamma^2}{ku} - k(u - v), \\ D_{43} &= \frac{\gamma}{ku} \frac{\partial u}{\partial T_s} - \frac{F}{\rho u} \frac{\partial(g_2 - g_1 u)}{\partial T_s}, \quad D_{44} = \frac{\gamma}{ku} \frac{\partial u}{\partial M} - \frac{F}{\rho u} \frac{\partial(g_2 - g_1 u)}{\partial M}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $F = \frac{k_1 \gamma - k^2 u}{k(\gamma - k_1 u)}$, а величины T_l, A, B и D даются следующими соотношениями

$$\begin{aligned} T_l &= T_\infty + \Delta T e^{k_0 z} + \frac{I}{c\rho_l \chi} \frac{1}{k_0 - \alpha} (e^{\alpha z} - e^{k_0 z}), \\ A &= \frac{\alpha^2 I}{c\rho_l \chi} \frac{1}{(\alpha - q)(q + \alpha - k_0)}, \\ B &= \frac{\alpha I}{c\rho_l \chi (v - \alpha \chi)} \frac{1}{(k + \alpha - q)(q + k + \alpha - k_0)}, \\ D &= \frac{k_0}{\chi} \left[\Delta T - \frac{I}{c\rho_l \chi (k_0 - \alpha)} \right] \frac{1}{(k + k_0 - q)(q + k)}. \end{aligned} \quad (3)$$

Коэффициент α определяет поглощение излучения в веществе, σ – коэффициент поверхностного натяжения, χ – коэффициент температуропроводности, $\Delta T = T_s - T_\infty$, T_s и T_∞ – соответственно температура на поверхности $z = 0$ и в глубине конденсированной

среды, $k_0 = v/\chi$. Зависящая от T_s и M скорость фронта v определяется балансом энергии в конденсированной фазе $I = \rho_l v [L + c\Delta T]$, где I – интенсивность поглощаемого в среде излучения, L – теплота испарения, ρ_l и c – плотность и теплоемкость испаряемого вещества. Величина k_1 является решением уравнения $(u_c^2 - u^2)k_1^2 + 2\gamma u k_1 - \gamma^2 - k^2 u_c^2 = 0$, где u_c – скорость звука в испаренном веществе. Поток массы $g_1 = \rho u$ и поток импульса g_2 испаренного вещества, где ρ и u – соответственно, плотность и скорость потока пара, зависят от T_s и M , причем эта зависимость определяется кинетическими процессами в кнудсеновском слое вблизи поверхности $z = 0$. Выражения для $g_1(T_s, M)$ и $g_2(T_s, M)$ представляют собой испарительные граничные условия, описанные, например, в работе [6]. Уравнение (1) приводится к алгебраическому уравнению двадцатой степени относительно величины q , определяемой соотношением $q^2 - qk_0 - k^2 - \gamma/\chi = 0$ с условием $\text{Re } q > 0$.

При численном анализе дисперсионного уравнения (1) используются следующие значения теплофизических параметров, приближенно соответствующие алюминию на линии насыщения: $\rho_l = 2.7 \text{ г/см}^3$, $\chi = 0.98 \text{ см}^2/\text{с}$, $c = 0.89 \times 10^7 \text{ эрг/г} \cdot \text{К}$, $L = 109 \times 10^9 \text{ эрг/г}$, $m = 4.5 \times 10^{-23} \text{ г}$, $p_s = n_s k_B T_s = p_b \exp(\eta(1 - T_b/T_s))$, $\eta = 12.7$, $p_b = 10^6 \text{ дин/см}^2$, $T_\infty = 300 \text{ К}$, $T_b = 2793 \text{ К}$, где m – атомная масса, а T_b и p_b – температура и давление нормального кипения вещества.

Достаточно полная информация о поведении σ для металлов в условиях высоких температур и больших перегревов в справочной литературе отсутствует. Не имея точных данных о поведении поверхностного натяжения алюминия в области высоких температур, будем рассматривать изменение величины σ в широком диапазоне значений от 250 до 700 эрг/см^2 в интервале температур $1.5T_b - 2T_b$ (в точке плавления значение коэффициента поверхностного натяжения алюминия $\sigma \approx 900 \text{ эрг/см}^2$ [7]).

При $M = 1$ газодинамические эффекты в потоке пара не оказывают влияния на возмущения фронта испарения, поэтому задача о неустойчивости фронта испарения для конденсированной среды оказывается замкнутой. В такой постановке проблема устойчивости рассматривалась в работах [1, 3] для различных значений α , однако влияние поверхностного натяжения вещества на неустойчивость фронта испарения в них не исследовалось. На рис. 1 приводятся дисперсионные кривые для различных значений коэффициента поглощения α при температуре поверхности $T_s = 1.5T_b$ и величине поверхностного натяжения $\sigma = 600 \text{ эрг/см}^2$. Кривая 1 на рис. 1 ($\alpha = 10 \text{ мкм}^{-1}$) мало отличается от предельного случая поверхностного поглощения лазерного излучения ($\alpha \rightarrow \infty$). При уменьшении коэффициента α максимальная величина действительной

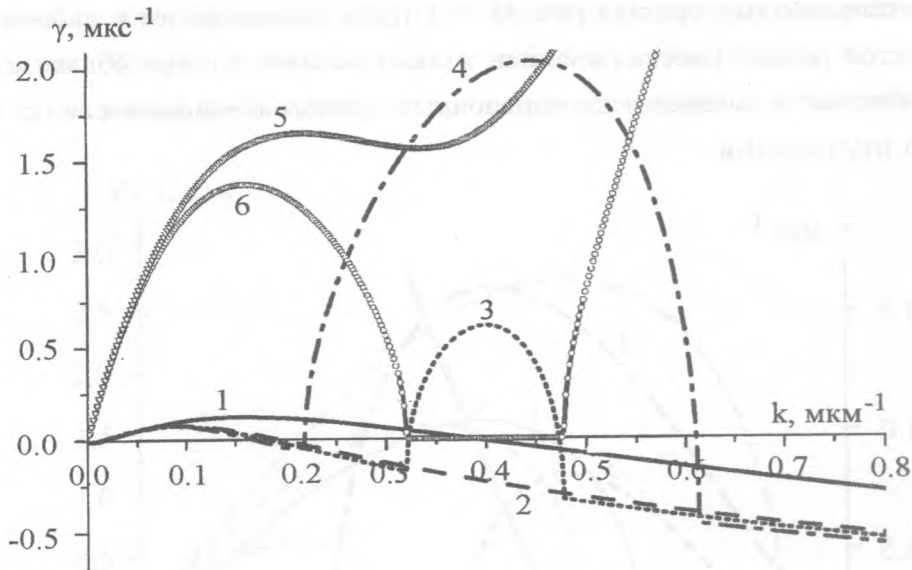


Рис. 1. Действительные части инкремента $Re \gamma$ в зависимости от волнового числа k для мишени из алюминия при $M = 1$, $\sigma = 600 \text{ эрг/см}^2$ и $\alpha = 10$ (1), 0.7 (2), 0.6 (3), 0.5 мкм^{-1} (4). Кривые 5 и 6 изображают $Im \gamma$, соответственно, при $\alpha = 0.7$ и 0.6 мкм^{-1} .

части инкремента $Re(\gamma)$ и ширина исходной области неустойчивости, определяемая из условия $Re(\gamma) > 0$, уменьшаются (см. кривую 2 на рис. 1). Однако, при $\alpha_{th} \lesssim 0.6 \text{ мкм}^{-1}$ в коротковолновой части возникает новая область неустойчивости, связанная с объемным нагревом мишени (см. кривые 3 и 4 на рис. 1). Дальнейшее уменьшение α приводит к тому, что эта область неустойчивости становится доминирующей, а в пределе $\alpha \rightarrow 0$ (фактически, при $\alpha \lesssim 0.07 \text{ мкм}^{-1}$) ее ширина и максимальная величина действительной части инкремента выходят на насыщение. На резкую зависимость инкремента дополнительной неустойчивости от α обращалось также внимание в работе [3].

Кривые 5 и 6 на рис. 1 демонстрируют эволюцию мнимой части γ при уменьшении α и соответствуют кривым 2 и 3 для $Re(\gamma)$. Из рисунка видно, что мнимая часть инкремента дополнительной коротковолновой неустойчивости $Im(\gamma)$ оказывается равной нулю (кривая 6), т.е. данная неустойчивость, в отличие от исходной, является аперiodической.

Появление дополнительных областей неустойчивости фронта испарения имеет место не только в результате объемного поглощения лазерного излучения при $M = 1$, но и для поверхностного поглощения при дозвуковом разлете паров ($M < 1$), когда влияние газодинамических эффектов на устойчивость фронта испарения становится существенным.

Поведение дисперсионных кривых при $M < 1$ приводилось ранее в работе [4], однако, поскольку в этой работе рассчитывались только положительные области инкремента $\text{Re } \gamma > 0$, особенности эволюции дисперсионных кривых в зависимости от M остались недостаточно изученными.

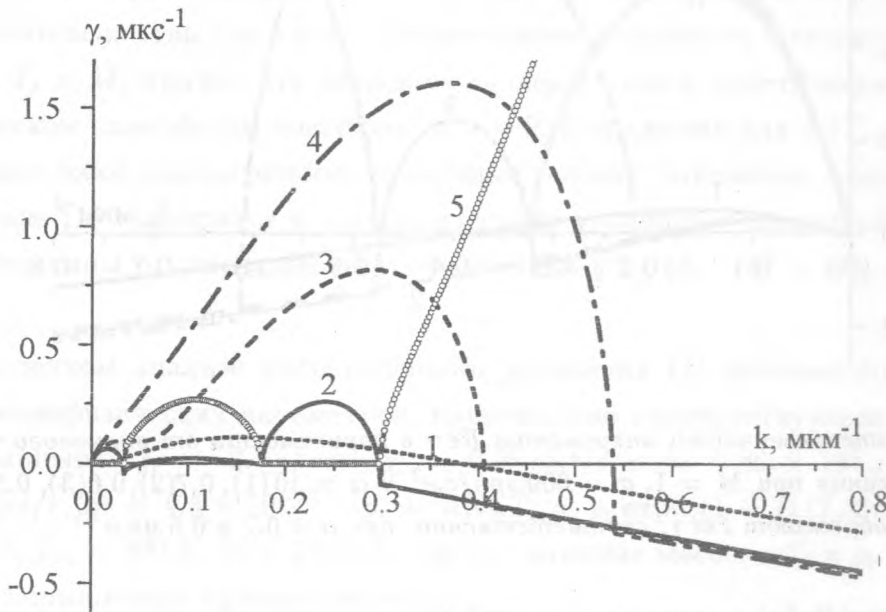


Рис. 2. Действительные части инкремента $\text{Re } \gamma$ в зависимости от волнового числа k для мишени из алюминия в случае поверхностного поглощения при $T_s = 1.5T_b$, $\sigma = 600 \text{ эрг/см}^2$ и $M = 0.99(1)$, $0.77(2)$, $0.75(3)$, $0.7(4)$, а также $\text{Im } \gamma(k)$ при $M = 0.77(5)$.

На рисунках 2 и 3 приводятся дисперсионные кривые при различных значениях $M < 1$, температуре поверхности $T_s = 1.5T_b$ и $\sigma = 600 \text{ эрг/см}^2$. Кривая 1 на рис. 2 соответствует предельному случаю свободного разлета паров ($M = 1$) и практически совпадает с кривой 1 на рис. 1. Уменьшение числа Маха, соответственно, до величин $M = 0.9$ и $M = 0.77$ приводит к возникновению дополнительных длинноволновой и коротковолновой неустойчивостей, обусловленных газодинамическими эффектами в потоке испаренного вещества (кривая 2 на рис. 2). Дальнейшее уменьшение числа Маха приводит к быстрому росту и слиянию дополнительных областей неустойчивости (кривые 3 и 4 на рис. 2). При уменьшении числа Маха до $M = 0.51$ максимальный инкремент неустойчивости достигает величины $\text{Re}(\gamma)_{\text{max}} = 2.7 \text{ мкс}^{-1}$ (см. кривую 2 на рис. 3), а затем начинает уменьшаться (кривые 3 и 4 на рис. 3). Ширина области неустойчивости также сокращается и стремится к нулю при $M \rightarrow 0$. Отметим, что дополнительные

коротковолновая и длинноволновая неустойчивости оказываются аperiodическими (см. кривую 5 на рис. 2), как и рассмотренная выше коротковолновая неустойчивость в случае $M = 1$, связанная с объемным поглощением излучения в веществе мишени.

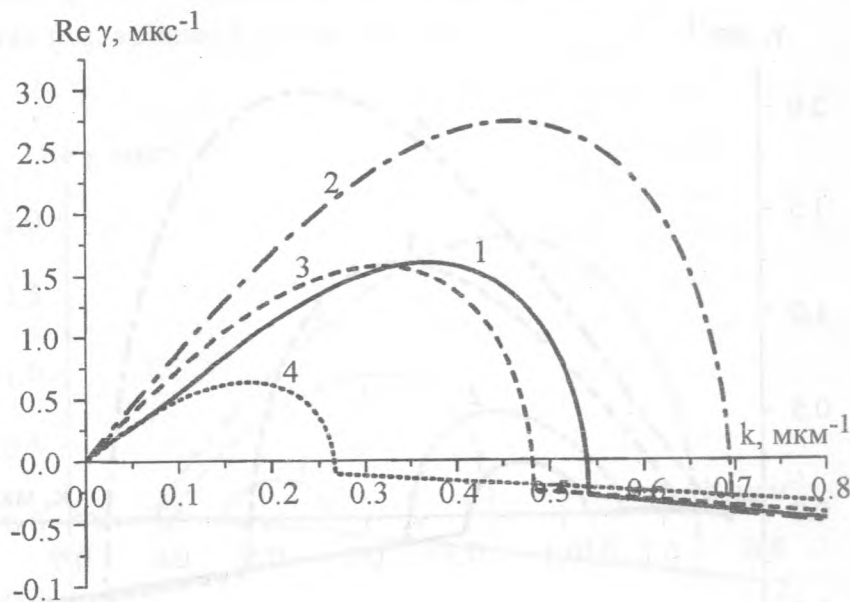


Рис. 3. Действительные части инкремента $Re \gamma$ в зависимости от волнового числа k для мишени из алюминия в случае поверхностного поглощения при $T_s = 1.5T_b$, $\sigma = 600 \text{ эрг/см}^2$ и $M = 0.7(1)$, $0.5(2)$, $0.3(3)$, $0.2(4)$.

Сравнение кривой 3 на рис. 1 и кривой 2 на рис. 2 показывает, что пороговые значения k_{th} возникновения дополнительных коротковолновых неустойчивостей в случае объемного поглощения при $M = 1$ ($k_{th} = 0.39 \text{ мкм}^{-1}$) и в случае поверхностного поглощения при $M \leq 1$ ($k_{th} = 0.29 \text{ мкм}^{-1}$) заметно различаются. Однако, несмотря на различные механизмы, приводящие к их появлению, эти коротковолновые неустойчивости фактически не проявляются независимо в виде двух пиков в промежуточном случае объемного поглощения и $M \leq 1$. Вместо этого формируется один пик, положение которого определяется соотношением параметров α и M .

Уменьшение M при фиксированном α , как и уменьшение α при фиксированном M , приводит к увеличению максимума инкремента и расширению существующей коротковолновой неустойчивости, а не к возникновению дополнительной неустойчивости, при этом положение максимума инкремента неустойчивости в обоих случаях сдвигается в коротковолновую область.

Возможность такого поведения областей неустойчивости, обусловленных различными физическими механизмами, связана, по-видимому, с их общим свойством – отсутствием мнимой части у инкремента, т.е. аперiodичностью.

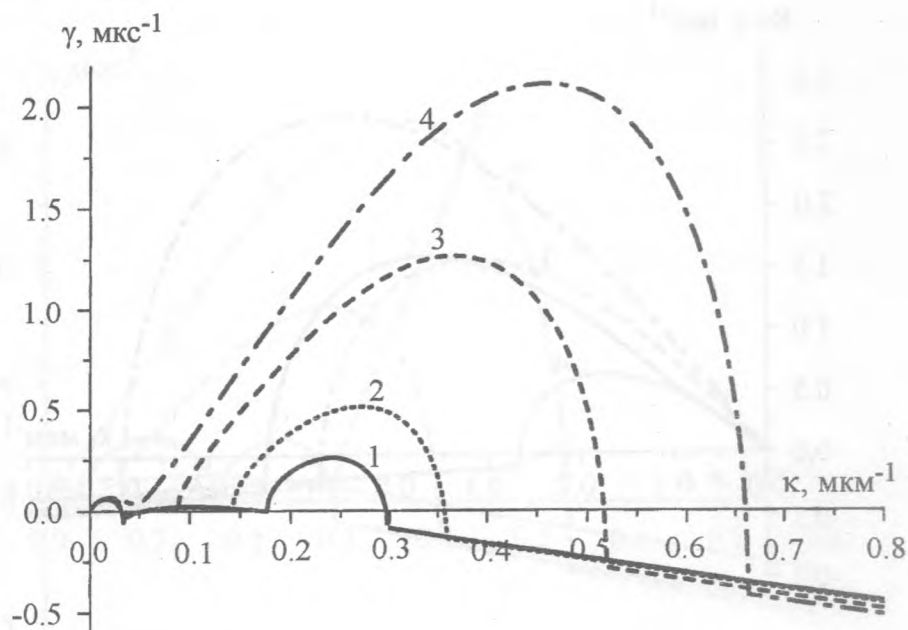


Рис. 4. Действительные части инкремента $Re \gamma$ в зависимости от волнового числа k для мишени из алюминия при $M = 0.77$, $\sigma = 600 \text{ эрг/см}^2$ в случае поверхностного поглощения (кривая 1), при $\alpha = 50(2)$, $10(3)$, $5 \text{ мкм}^{-1}(4)$.

На рис. 4 приводятся дисперсионные кривые для различных значений α в случае $M = 0.77$ при $T_s = 1.5T_b$ и $\sigma = 600 \text{ эрг/см}^2$. Как видно из этого рисунка, переход от поверхностного к объемному поглощению практически не влияет на области исходной и дополнительной длинноволновой неустойчивостей (см. кривые 1 – 3 на рис. 4), в то время как у коротковолновой области происходит увеличение ее ширины и максимального значения инкремента, положение которого при этом смещается, как уже отмечалось выше, в сторону больших k . При $\alpha < 5 \text{ мкм}^{-1}$ расширяющаяся коротковолновая область неустойчивости сливается с длинноволновыми областями, а при $\alpha < 0.07 \text{ мкм}^{-1}$ ее максимальный инкремент выходит на насыщение на уровне $Re(\gamma)_{max} = 11.4 \text{ мкс}^{-1}$.

Влияние поверхностного натяжения σ на различные области неустойчивости фронта испарения в случае поверхностного поглощения при $M = 0.77$ и $T_s = 1.5T_b$ показано на рис. 5. Кривые 1 и 2 на рис. 5 практически совпадают, за исключением области

дополнительной коротковолновой неустойчивости, которая отсутствует на кривой 2 в результате увеличения σ с 600 до 700 эрг/см². Уменьшение σ , наоборот, приводит к значительному росту и расширению дополнительной коротковолновой неустойчивости, оставляя при этом практически неизменными длинноволновые области неустойчивости фронта испарения (см. кривые 3 и 4 на рис. 5).

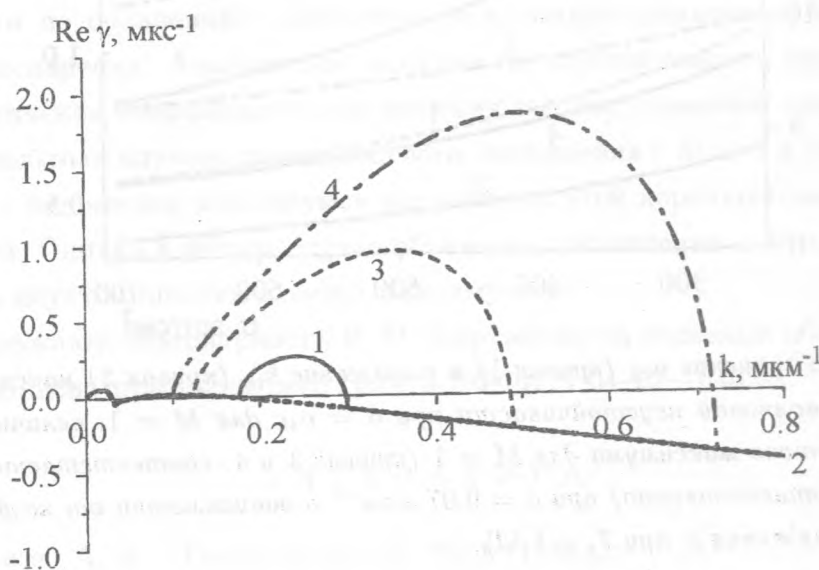


Рис. 5. Действительные части инкремента $Re \gamma$ в зависимости от волнового числа k для мишени из алюминия в случае поверхностного поглощения при $T_s = 1.5T_b$, $M = 0.77$ и $\sigma = 600(1), 700(2), 500(3), 400$ эрг/см²(4).

Таким образом, как следует из рисунков 4 и 5, поведение дисперсионных кривых при переходе от поверхностного поглощения к объемному при фиксированном значении σ аналогично поведению этих кривых при уменьшении σ и фиксированном значении α . Отличие поведения инкремента неустойчивости фронта испарения в этих двух случаях состоит в том, что при уменьшении α и фиксированном σ инкремент стремится к некоторому конечному значению, в то время как при уменьшении σ и фиксированном α инкремент продолжает расти без заметного насыщения, достигая, например, величины $Re \gamma_{max} = 450$ мкс⁻¹ при $\sigma = 4$ эрг/см² для случая поверхностного поглощения.

На рис. 6 приводятся зависимости от σ порогового значения α_{th} (кривая 1) и положения k_{th} (кривая 2) максимума дополнительной коротковолновой неустойчивости при соответствующем α_{th} , а также величины $Re(\gamma)_{max}$ и положения k_{max} максимума инкре-

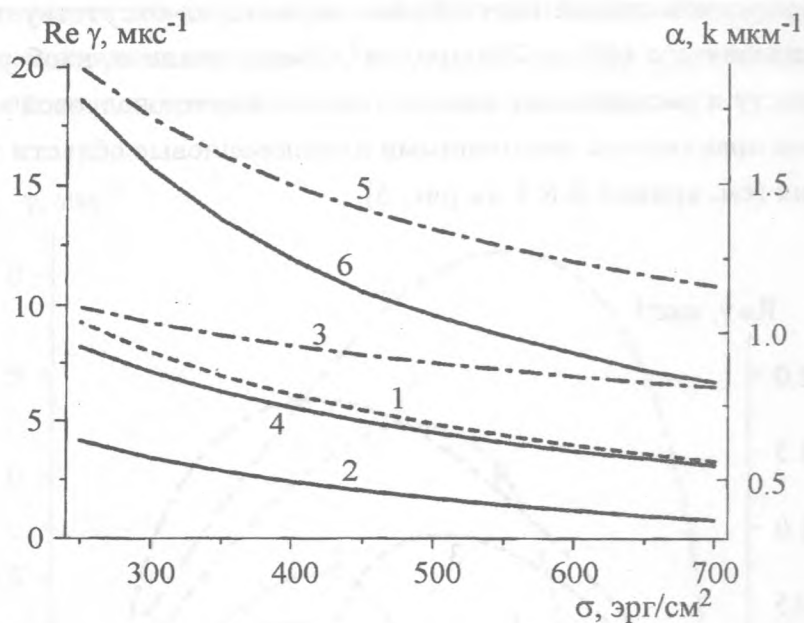


Рис. 6. Пороговое значение α_{th} (кривая 1) и положение k_{th} (кривая 2) максимума дополнительной коротковолновой неустойчивости при $\alpha = \alpha_{th}$ для $M = 1$, величина $Re(\gamma)_{max}$ и положение k_{max} этого максимума для $M = 1$ (кривые 3 и 4, соответственно) и $M = 0.65$ (кривые 5 и 6, соответственно) при $\alpha = 0.07 \text{ мкм}^{-1}$ в зависимости от коэффициента поверхностного натяжения σ при $T_s = 1.5T_b$.

мента этой неустойчивости для $M = 1$ (кривые 3 и 4, соответственно) и для $M_{max} = 0.65$ (кривые 5 и 6, соответственно) при $\alpha = 0.07 \text{ мкм}^{-1}$. Пороговое значение α_{th} возникновения коротковолновой неустойчивости определяется из условия превышения максимумом инкремента коротковолновой неустойчивости инкремента исходной неустойчивости. Значение $M_{max} = 0.65$, соответствующее величине максимального инкремента на интервале $0 < M \leq 1$, практически не зависит от σ (изменение M_{max} не превосходит шести процентов при уменьшении σ от 700 до 200 эрг/см²).

Как видно из рис. 6, поверхностное натяжение оказывает демпфирующее влияние на коротковолновую неустойчивость: с ростом σ от 250 до 700 эрг/см² максимальное значение инкремента $Re(\gamma)_{max}$ при $M = 1$ (кривая 3) уменьшается от 9.9 до 6.4 мкс⁻¹, а при $M = 0.65$ (кривая 5) уменьшается от 20 до 11 мкс⁻¹. Положение максимума инкремента k_{max} смещается в длинноволновую область от 0.95 до 0.54 мкм⁻¹ для $M = 1$ (кривая 4) и от 1.78 до 0.87 мкм⁻¹ для $M = 0.65$ (кривая 6). Пороговые значения α_{th} (кривая 1) и k_{th} (кривая 2) также уменьшаются с 1.04 до 0.56 мкм⁻¹ и от 0.63 до 0.36 мкм⁻¹, соответственно.

Влияние σ на исходную длинноволновую неустойчивость оказывается значительно меньшим: при изменении поверхностного натяжения от 250 до 700 эрг/см² максимальное значение инкремента этой неустойчивости изменяется от 0.08 до 0.07 мкс⁻¹, а положение максимума инкремента – от 0.1 до 0.08 мкм⁻¹.

Таким образом, демпфирующее влияние поверхностного натяжения конденсированной среды на дополнительную коротковолновую неустойчивость оказывается значительно большим по сравнению с влиянием на исходную длинноволновую неустойчивость фронта испарения. Аналогичное влияние на неустойчивость фронта испарения оказывает увеличение коэффициента поглощения конденсированной среды.

В двух предельных случаях поверхностного поглощения с $M < 1$ и объемного поглощения с $M = 1$ положения максимумов инкремента этой коротковолновой неустойчивости различны. Однако в общем случае объемного поглощения с $M < 1$ наблюдается единая область неустойчивости с одним максимумом.

Авторы выражают благодарность И. Н. Карташову за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ N 04-02-16452-а.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Самохин А. А. Труды ИОФАН, **13**, 3 (1988).
- [2] Карташов И. Н., Мажукин В. И., Перебейнос В. В., Самохин А. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 9 – 10, 22 (1996).
- [3] Андреев С. Н., Мажукин В. И., Самохин А. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 9, 31 (2001).
- [4] Карташов И. Н., Самохин А. А. Квантовая электроника, **33**, N 5, 435 (2003).
- [5] Карташов И. Н., Самохин А. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 3, 33 (2002).
- [6] Мажукин В. И., Прудовский П. А., Самохин А. А. Математическое моделирование, **5**, N 6, 3 (1993).
- [7] Balandin V. Yu., Niedrig R., and Bostanjogio O. J. Appl. Phys., **77**, N 1, 135 (1995).

Институт общей физики
им. А. М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 14 октября 2004 г.