



Орден а Л е н и н а
И Н С Т И Т У Т П Р И К Л А Д Н О Й М А Т Е М А Т И К И
и м е н и М . В . К е л д ы ш а .
А к а д е м и и н а у к С С С Р

В.И. Мажукин, А.А. Самохин

К И Н Е Т И К А Н Е С Т А Ц И О Н А Р Н О Г О И С П А Р Е Н И Я В Е Ш Е С Т В А
П О Д Д Е Й С Т В И Е М И Н Т Е Н С И В Н О Г О И З Л У Ч Е Н И Я

П р е п р и н т № 109 за 1984 г.

М о с к в а .

ОРДЕНА ЛЕНИНА

ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ МАТЕМАТИКИ ИМ.М.В.КЕЛДЫША АКАДЕМИИ НАУК СССР

В.И.Мажукин, А.А.Самохин

КИНЕТИКА НЕСТАЦИОНАРНОГО ИСПАРЕНИЯ ВЕЩЕСТВА
ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИНТЕНСИВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Москва, 1984 г.

АННОТАЦИЯ

На основе одномерной модели поверхностного испарения, которая включает в себя уравнение теплопроводности для конденсированной среды, уравнения газовой динамики для потока пара и дополнительные соотношения на границе раздела, характеризующие степень неравновесности фазового перехода, исследуется кинетика нестационарного испарения в вакуум при различных режимах нагрева поверхности раздела под действием интенсивного излучения. Установлено, что линейаризованный вариант испарительной задачи оказывается неопределенным в трансзвуковой области течения паров. Показано, что поведение числа Маха M в потоке пара на внешней границе кнудсеновского слоя существенно зависит от характера изменения поглощаемой интенсивности, причем для некоторых режимов воздействия число Маха сохраняет постоянное значение $M = 1$ в конечном диапазоне изменения температуры облучаемой поверхности.

Испарение вещества под действием интенсивного излучения имеет качественно различный характер в зависимости от величины температуры и давления в облучаемой конденсированной среде. Если давление P оказывается больше критической величины для перехода жидкость - пар в той области, где температура не превышает критическое значение $T_{кр}$, то испарительный процесс описывается газодинамическими уравнениями с непрерывным уравнением состояния /1/. При $P < P_{кр}$ в этой области может существовать резкая граница раздела фаз, на поверхности которой кроме законов сохранения потока 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 $p_H(T_s)$

$$J^0 = p_H (\pi R T_s)^{-1/2}, \quad (I)$$

где R обозначает газовую постоянную. Формула (I) относится к предельному случаю, когда можно пренебречь столкновениями в газовой фазе вблизи поверхности раздела. В столкновительном режиме возникает поток частиц, возвращающихся на поверхность из газовой фазы.

Величина обратного потока определяется условиями газодинамического разлета за пределами кнудсеновского слоя, который непосредственно примыкает к поверхности раздела фаз и соответствует 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 в том случае, когда на внешней границе кнудсеновского слоя число Маха $M = 1$.

Значение $M=1$ реализуется при испарении в вакуум или газовую среду с малым давлением. Если внешнее давление не является малым по сравнению с p_H , то $M < 1$. Стационарное испарение в таких условиях исследовалось различными методами во многих работах /5-10/. Один из таких методов излагается в Приложении А в конце данной работы.

Необходимо подчеркнуть, что уменьшение M не обязательно связано с наличием внешней газовой атмосферы. При быстром изменении температуры облучаемой поверхности испарительный процесс может тормозиться за счет реакции со стороны потока ранее испаренного вещества. Дополнительное противодействие, влияющее на кинетику испарения, возникает также при сильном поглощении в эрозионной плазме /10-12/. Экранирующее влияние эрозионной плазмы рассматривалось неоднократно /13, 14/, однако изменение степени неравновесности испарительного процесса при этом не учитывалось.

В настоящей работе исследуется поведение величины M в бесплазменном режиме испарения вещества под действием интенсивного излучения при различных вариациях температуры облучаемой поверхности. Важность этого вопроса определяется особой ролью, которую играет параметр M в процессе развитого испарения.

Величина M характеризует степень неравновесности испарительного процесса. Случай $M = 0$ отвечает фазовому равновесию. При $M = 1$ достигается максимум потока вещества $\dot{J}_0 = 0.82 \dot{J}^0$ через границу раздела и минимум давления отдачи $P_s = 0.55 P_n$ на облучаемой поверхности.

При сохранении условия $M = 1$ поведение конденсированной среды в процессе испарения можно рассматривать независимо от газодинамической задачи разлета пара. Описание конденсированной среды сводится при этом к однофазному варианту задачи Стеффана, в котором температура на границе раздела слабо (логарифмически) зависит от скорости ее перемещения /15/. Подобный подход широко используется при теоретическом исследовании испарительного процесса в диапазоне умеренных интенсивностей излучения, когда можно не учитывать поглощение в эрозионной плазме вблизи облучаемой поверхности /16-23/.

Характер изменения M оказывается существенным также в задаче об устойчивости плоского фронта испарения /22, 23/. При дозвуковом режиме испарения, когда $M < 1$, поведение границы раздела фаз зависит от газодинамических возмущений в потоке испаренного вещества. Этот случай во многом аналогичен задаче об устойчивости фронта медленного горения, которая впервые рассматривалась в работах Даррье и Ландау /24/.

Как отмечается в монографии /24/, теоретическое исследование Ландау привело к парадоксальному выводу об абсолютной

неустойчивости ламинарного пламени, хотя в эксперименте часто наблюдаются устойчивые фронты ламинарного пламени. Противоречие между теорией и экспериментом объясняется тем, что в реальных условиях существует много факторов, стабилизирующих гидродинамическую неустойчивость фронта пламени, которые не учитываются в теории. Не останавливаясь здесь на всех аспектах этой проблемы, которая продолжает исследоваться и в настоящее время [25], отметим, что режим медленного горения качественно отличается от случая развитого испарения с $M=1$, когда газодинамические возмущения сносятся потоком пара и не влияют на поведение поверхности раздела фаз.

В задаче медленного горения жидкости при учете поверхностного натяжения σ и постоянства скорости движения фронта для возмущений границы раздела $h \sim \exp(\Omega t + i k x)$ получается дисперсионное уравнение

$$\Omega^2 + 2 \Omega \kappa U - \kappa^2 U^2 - \sigma \kappa^3 K_c = 0, \quad (2)$$

где U обозначает скорость газа, плотность которого для простоты считается пренебрежимо малой по сравнению с плотностью жидкости ρ . Этот результат означает, что деформация границы раздела сопровождается возникновением давления

$$p = \sigma \kappa^2 h + \rho U^2 h (\Omega - U \kappa). \quad (3)$$

Подобная реакция давления приводит к раскату возмущений на поверхности раздела.

В условиях развитого испарения при $M=1$ давление на границе раздела зависит от температуры поверхности. Если температура поверхности остается постоянной, то скорость испарения и давление отдачи также практически не изменяются. Вместо (3) тогда получается выражение

$$p = \sigma \kappa^2 h, \quad (4)$$

которое вместе с уравнением Эйлера и неразрывности дает дисперсионное соотношение

$$\Omega^2 + \Omega \kappa U + \sigma \kappa^3 K_c = 0. \quad (5)$$

В этом случае поток вещества через границу раздела фаз приводит не к раскату 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 различным 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

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

где u_c и Δ обозначают соответственно скорость звука и оператор Лапласа по переменным x , y и z . Для двумерных возмущений давления $p = \exp(\Omega t + i k x - \lambda z)$ из (6) получается характеристическое уравнение

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

явное решение которого относительно λ имеет вид

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

В соотношениях (6–8) волновое число k является действительной величиной, которую для определенности можно считать положительной, 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 с u_c , 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 /24/.

Иначе обстоит дело при больших скоростях потока, когда u достигает и превосходит величину u_c . Если $u_c > u - u_c > 0$, то из (8) следует

$$\lambda_1 = \frac{\Omega}{u + u_c} + \frac{u_c k^2}{2\Omega}, \quad \lambda_2 = \frac{\Omega}{u - u_c} - \frac{u_c k^2}{2\Omega}. \quad (9)$$

Очевидно, что в подобной ситуации необходимо искать решение задачи в таком виде, который учитывает наличие двух физически допустимых корней характеристического уравнения.

В работе /26/ при анализе устойчивости поверхности испаряющейся жидкости не учитывалось второе решение для давления, что справедливо только в дозвуковом режиме испарения и неприменимо для развитого испарения, когда поток пара разгоняется до скорости звука уже на Кнудсеновском слое.

При использовании двух собственных решений (9) постановка газодинамической задачи об устойчивости поверхности раздела становится недоопределенной, поскольку для ее решения требуется дополнительное граничное условие, получение которого выходит за рамки линейного анализа. Аналогичная проблема возникает также в случае одномерных возмущений в потоке пара, обусловленных модуляцией температуры поверхности, как это показано в Приложении Б.

Если предполагать, что соотношение $M = I$ сохраняется при малых возмущениях температуры и формы поверхности раздела, то задача о поведении конденсированной среды оказывается замкнутой а ее решение дает затем граничные условия для описания газодинамических возмущений в потоке испаренного вещества. Подобное предположение использовалось в работах /22, 23/.

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

Значение M будет уменьшаться в том случае, когда за счет уменьшения T_s давление насыщенного пара $p_n(T_s)$ будет падать быстрее, чем давление со стороны потока ранее испаренного вещества. Для оценки характерного времени изменения этого давления рассмотрим реакцию стационарного одномерного газодинамического потока на "мгновенное" прекращение испарительного процесса. Нетрудно убедиться, что описание такой ситуации сводится к известной автомоделной задаче о выдвигании поршня из покоящейся газовой среды с постоянной скоростью, равной скорости звука u_c . В этой задаче отсутствует характерный параметр с размерностью времени, и давление на поршне "мгновенно" падает от начального уровня p_0 до значения p_i

$$p_i = p_0 \left(1 - \frac{\delta - 1}{2} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma - 1}} \quad (10)$$

При $\gamma = 5/3$ из (10) для остаточного давления на поршне имеем $p_2 = 0,132 p_0$. Поскольку давление отдачи $P_s = (1+\gamma) p_0$, то $p_2 = 0,0495 P_s = 0,027 p_H$. При учете конденсации остаточное давление паров будет примерно в два раза меньше этой величины.

Очевидно, что при значительном и быстром уменьшении P величина M также будет уменьшаться, причем M должно обратиться в нуль в тот момент, когда давление насыщенного пара упадет до уровня остаточного давления p_2 . При $p_H < p_2$ на поверхности раздела начнется процесс конденсации, которому формально соответствует отрицательные значения M .

"Мгновенность" газодинамической реакции со стороны потока испаренного вещества позволяет предположить, с другой стороны, что при не слишком больших и быстрых перепадах испарительного давления величина M будет меняться незначительно или вообще оставаться постоянной. Зависимость поведения M от режима нагрева поверхности конденсированной среды до настоящего времени не исследовалась.

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

В работе /27/ приводятся результаты численного решения испарительной задачи в случае нагрева поверхности алюминия прямоугольным импульсом излучения микросекундной длительности, на основе которых 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 нагрева, не могут быть перенесены на другие случаи изменения интенсивности.

Проведенное нами численное моделирование испарительного процесса показывает, что в более общем случае поведение M качественно отличается от описанного в /27/. При анализе этого процесса, как и в /27/, уравнение теплопроводности в конденсированной среде решалось совместно с уравнениями газовой динамики при учете кинетики фазового перехода на границе раздела конденсиро-

ванной и газовой среды. В системе координат, связанной с плоским фронтом испарения $z = 0$, рассматриваемая задача записывается следующим образом

$$c R_0 \left(\frac{\partial T}{\partial t} - v \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\chi \frac{\partial T}{\partial z} \right); \quad -l < z < 0; \quad (\text{II})$$

$$z = -l: \quad \chi \frac{\partial T}{\partial z} = 0;$$

$$z = 0: \quad R_0 v_s^2 = \rho_c u_c; \quad P_s + R_0 v_s^2 = P_0 + \rho_0 u_c^2; \quad \chi \frac{\partial T}{\partial z} = L_0 R_0 v_s - \epsilon; \quad (\text{I2})$$

$$T_c = T_s \left[\left(1 + f^2 \left(\frac{\chi-1}{\chi+1} \right)^2 M^2 \right)^{1/2} - f \left(\frac{\chi-1}{\chi+1} \right) M \right]^2; \quad f = \left(\frac{\chi-1}{\chi} \right)^{1/2}; \quad (\text{I3})$$

$$\rho_0 = \frac{1}{2} \rho_H \left\{ \left(\frac{T_s}{T_c} \right)^{1/2} (\chi M^2 + 1) \exp(\epsilon^2 M^2) \operatorname{erfc}(\epsilon M) - \frac{4f}{\chi} M \right\} + \quad (\text{I4})$$

$$+ \frac{T_s}{T_c} \left[1 - 2f M \exp(\epsilon^2 M^2) \operatorname{erfc}(\epsilon M) \right]; \quad \epsilon = \left(\frac{\chi}{2} \right)^{1/2};$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (u p) = 0; \quad \frac{\partial}{\partial t} (u v^2) + u \frac{\partial u}{\partial z} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}; \quad \frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial z} = 0; \quad (\text{I5})$$

$$c < z < L;$$

$$(\text{I6}).$$

$$p = \rho R T; \quad p_H = \rho_H R T_s = p_g \exp(12.4 \left(1 - \frac{T_c}{T_s} \right)).$$

Течение испаренного вещества при $z > 0$ считается изэнтропическим с показателем адиабаты $\chi = 5/3$, S — энтропия идеального газа. Кинетика фазового перехода определяется соотношениями (I3), (I4), которые при данной величине M выражают температуру T_c и плотность ρ_c газа на внешней границе испарительного скачка через параметры насыщенного пара /6, 27/.

Напомним, что кнудсеновский слой можно считать бесконечно тонким для таких возмущений поверхности раздела, которые являются достаточно плавными и медленными по сравнению с длиной и временем свободного пробега частиц в газовой фазе. Эти требования предполагаются здесь выполненными.

Для теплофизических параметров c , R_0 , χ , L_0 и температуры кипения T_g при нормальном давлении p_g использовались значения, характерные для алюминия. Поглощаемая на поверхности образца интенсивность G отличается от интенсивности падающего излучения на фактор поглощательной способности $A(\tau, \lambda) < 1$. В приводимых ниже расчетах для простоты задава-

лась непосредственно величина G .

Система (II)-(I6) решалась численно с помощью итерационных процедур, организованных аналогично /28/. Описание методики численного решения этой системы будет изложено в отдельной работе.

Из рис. I, 2 видно, что после выключения интенсивности поглощаемого излучения $G = G_0$ в момент $t = t_0$ происходит быстрое падение p_n и M . При этом M не достигает нулевого уровня и после прохождения минимума начинает снова возрастать, в отличие от работы /27/, где M в случае $t_0 = 1$ мкс и поглощаемой интенсивности $G_0 = 10$ МВт/см² падает до нуля и остается затем фиксированным на этом уровне. В качестве одной из возможных причин такого различия следует отметить то обстоятельство, что чрезмерное увеличение шага по времени при численном интегрировании и системы (II)-(I6) приводит к уменьшению минимального значения M .

Примеры поведения p_n и M в различных случаях ступенчатого и плавного уменьшения поглощаемой интенсивности показаны на рис. 3, 4. 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 значения $G_0 = 10$ МВт/см² величина M остается постоянной с точностью 10^{-4} . Если $G_0 = 5$ МВт/см², то при $t_0 = 1$ и 2 мкс, когда значение p_n составляет соответственно 40,5 и 70,6 бар, величина $M = 1$ не изменяется с той же точностью уже при относительном перепаде интенсивности $q = 0,8$. В случае плавного уменьшения интенсивности максимальное значение разности $1 - M$ оказывается меньше (рис. 4), чем при мгновенном выключении (рис. I). Из рис. 4 видно также, что падение M начинается с задержкой относительно убывания G_0 и p_n .

Графики изменения p_n и M при модуляции поглощаемой интенсивности $G(t) = G_0 [1 - a \sin(2\pi \Delta t / \tau)]$; $\tau = 20$ нс, которая включается спустя $t_0 = 2$ мкс после начала действия на поверхность образца постоянной интенсивности $G_0 = 5$ МВт/см², представлены на рис. 5. 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 относи-

тельным изменением температуры поверхности $\delta T_s / T_s$, однако с уменьшением α величина δM резко убывает. В случае $\alpha = 0,2$ отличие M от единицы 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 оказывается весьма чувствительным к величине G_0 , как это видно из рис.6. При пиковом значении поглощаемой интенсивности $G_0 = 22$ МВт/см², когда максимальное значение p_n составляет 22 бара, величина M остается равной единице с точностью до 10^{-4} .

Таким образом, испарительный процесс в трансзвуковой области качественно отличается от дозвукового режима испарения, что проявляется, в частности, в недоопределенности линеаризованной задачи, для замыкания которой требуется дополнительное граничное условие на поверхности раздела фаз. Таким дополнительным соотношением может быть условие постоянства величины $M = 1$ в конечном диапазоне изменения температуры поверхности. Численное моделирование показывает наличие нетривиальной области реализации нестационарного испарительного процесса с постоянным значением $M = 1$, которая существенно зависит от режима воздействия. При увеличении интенсивности излучения необходимо учитывать образование плазмы в потоке испаренного вещества. Кинетика испарения при таком режиме воздействия требует специального рассмотрения.

Приложение А

Процесс интенсивного испарения сопровождается возникновением на фронте фазового перехода сильно неравновесного кнудсеновского слоя, описание которого выходит за рамки газодинамического подхода. Этот слой рассматривается обычно как газодинамический разрыв при некоторых предположениях о виде неравновесной функции распределения на фронте фазового перехода. Для испаренных частиц, движущихся от поверхности раздела, принимается максвелловское распределение $n_n f^n(T_s)$, где T_s и n_n обозначают температуру поверхности и концентрацию насыщенного пара. Обратный поток частиц, возвращающихся к поверхности раздела, описывается функцией распределения $f_s = \beta n_o f_o(T_o, u_o)$, пропорциональной максвелловской функции $n_o f_o$ с температурой T_o , концентрацией n_o и средней скоростью u_o газодинамического потока, который устанавливается после прохождения кнудсеновского слоя /6/. Использование законов сохранения на разрыве позволяет затем связать величины n_n и T_s с характеристиками газодинамического потока. При таком выборе f_s параметр $\beta = 1$ при $u_o = 0$ и увеличивается с ростом u_o .

Поскольку точный вид неравновесной функции распределения остается неизвестным, то представляет интерес рассмотрение других приближенных выражений для f_s . Выбором функции распределения фиксируется конкретный вид тех сохраняющихся величин, с помощью которых определяются условия на скачке. Вместо аппроксимации явного вида f_s возможен иной подход, когда соответствующая интерполяция осуществляется непосредственно в законах сохранения. В данном Приложении рассматривается одна из таких моделей испарительного скачка /8/. Близкий подход использовался также в работе /10/.

Запишем законы сохранения потоков массы, импульса и энергии для одноатомного пара на скачке в следующем виде

$$m n_o u_o = j = j^o (1 - \beta) \quad (A1)$$

$$n_o k T_o + m n_o u_o^2 = P_s = 0.5 \beta n (1 + \beta) \quad (A2)$$

$$5k T_o + m u_o^2 = 2\mathcal{E} \quad (A3)$$

где m - масса атома, k - постоянная Больцмана, \mathcal{E} - отноше-

ние потока энергии к потоку частиц. Случай $\beta = 1$ соответствует фазовому равновесию, когда $P_s = P_H$ и $J = 0$. Уменьшение β приводит к появлению потока вещества через фазовую границу и к одновременному уменьшению величины P_s , т.е. отличие параметра β от единицы характеризует степень неравновесности испарительного процесса. Формулы (A1) и (A2) реализуют, таким образом, простейшее интерполяционное описание неравновесного процесса, который при заданном состоянии конденсированной среды зависит только от одного параметра β . Из (A1) и (A2) получается соотношение между потоками массы и импульса

$$J = 2 J^0 \left(1 - \frac{P_s}{P_H}\right). \quad (\text{A4})$$

Система (A1–A3) приводит к квадратному уравнению для скорости u_0 , явное решение которого имеет вид

$$u_0 = \frac{5P_s}{8J} - \left(\frac{25P_s^2}{64J^2} - \frac{\mathcal{E}}{2m}\right)^{1/2} \quad (\text{A5})$$

Выбор знака перед корнем в (A5) определяется условием обращения в нуль величины u_0 в пределе фазового равновесия, когда $J = 0$. На этой ветви решения максимальное значение скорости потока ограничено сверху величиной u_0^{\max}

$$u_0^{\max} = \frac{5P_s}{8J} = \left(\frac{\mathcal{E}}{2m}\right)^{1/2}, \quad (\text{A6})$$

которая совпадает со скоростью звука $u_c = \sqrt{\gamma k T_0/m}$ при $\gamma = 5/3$, как это видно из (A3).

В случае равновесия из (A1)–(A3) следует, что $P_s = n_H k T_s$ и $\mathcal{E} = 5k T_s/2$, а величина J остается неопределенной. Если сделать простейшее предположение, что J не зависит от β , то система (A1–A3) дает

$$u_c = M (\gamma k T_0)^{1/2}, \quad T_0 = \frac{3}{3+M^2} T_s; \quad (\text{A7})$$

$$P_s = \frac{P_H}{(3+M^2)(1+g)},$$

$$g = \frac{1/2 n_H M [5k T_s (3+M^2)]^{1/2}}{2 J^0 (3+5M^2)},$$

Для определения величины γ^0 можно воспользоваться тем обстоятельством, что соотношения типа (A1), (A2), с постоянными значениями \tilde{z} и β_H возникают при выборе функции распределения обратного потока в виде $f_{\text{ср.}} = \beta n_H f^0$. В этом случае для γ^0 имеем

$$\gamma^0 = n_H \left(\frac{m k T_s}{2\tilde{u}} \right)^{-1/2} = \beta_H (2\tilde{u} R T_s)^{-1/2} \quad (\text{A8})$$

Изложенная здесь модель приводит к сравнительно простым соотношениям на испарительном скачке. Численные значения газодинамических параметров получаются при этом приблизительно такие же, как и в модели /6/.

Приложение Б

Линейная реакция стационарного потока пара на заданную пространственно однородную модуляцию температуры поверхности описывается линеаризованным вариантом системы (I5)

$$\frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} + u_c \frac{\partial \tilde{p}}{\partial z} = -p_c \frac{\partial \tilde{u}}{\partial z}, \quad \frac{\partial}{\partial t} (\tilde{u} - \tilde{v}) + u_c \frac{\partial \tilde{u}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_c} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial z}, \quad (B1)$$

$$\frac{\partial \tilde{S}}{\partial t} + u_c \frac{\partial \tilde{S}}{\partial z} = 0,$$

где \tilde{v} , \tilde{u} , \tilde{p} и \tilde{S} обозначают малые добавки к стационарным значениям v_c , u_c , p_c и ρ_c . При $u_0 < u_c$ решение этой системы для \tilde{u} и \tilde{p} имеет вид одной бегущей волны

$$\tilde{p} = p_0 A \exp(\omega t + i\lambda z) = p_0 u_c (\tilde{u} + \tilde{v}), \quad \lambda = \frac{\omega}{u_c}, \quad (B2)$$

Аналогичная форма решения используется в задаче об устойчивости фронта медленного горения /24/ и в работе /26/.

Для описания кинетики испарительного процесса в данном случае вместо (I3) и (I4) удобно воспользоваться следующей системой

$$p_0 = p_0(T_s, M), \quad u_0 = u_0(T_s, M). \quad (B3)$$

После линеаризации из (B3) находим

$$\tilde{p}_0 = \frac{\partial p_0}{\partial T_s} \delta T_s + \frac{\partial p_0}{\partial M} \delta M, \quad \tilde{u}_0 = \frac{\partial u_0}{\partial T_s} \delta T_s + u_c \delta M. \quad (B4)$$

Для модуляции скорости фронта испарения \tilde{v} из (B4) и законов сохранения получается соотношение

$$\tilde{v} = \frac{\partial v_0}{\partial T_s} \delta T_s + \frac{\partial v_0}{\partial M} \delta M. \quad (B5)$$

Формулы (B2), (B4) и (B5) определяют связь между модуляцией температуры поверхности δT_s и изменением числа Маха δM

$$\delta M(u_c + \frac{\partial \tilde{u}}{\partial M} - \frac{1}{\beta u_c} \frac{\partial \beta}{\partial M}) = -\delta T_s (\frac{\partial u_c}{\partial T_s} + \frac{\partial \tilde{u}}{\partial T_s} - \frac{1}{\beta u_c} \frac{\partial \beta}{\partial T_s}); \quad (B6)$$

Учитывая явный ряд соотношений (B3), который приводится в Приложении А, а также относительную малость \tilde{u}^2 по сравнению с u_c^2 , находим из (B6) при стремлении числа Маха к единице снизу

$$\lim_{M \rightarrow 1-0} \delta M = \frac{\delta T_s}{T_s} \left(6 \frac{T_s}{P_n} \frac{dP_n}{dT_s} - 5 \right). \quad (B7)$$

Поскольку $\frac{T_s}{P_n} \frac{dP_n}{dT_s} \approx 10$, то амплитуда модуляции δM в несколько раз превышает относительную величину модуляции температуры поверхности $\delta T_s / T_s$.

Если $M \gg 1$, то в формуле для давления необходимо учитывать второе собственное решение $\sim \exp(-\lambda_2 t)$ с $\lambda_2 = \frac{\omega}{u_c} u_c$. В этом случае \tilde{p} и \tilde{u} , а также δM и δT_s оказываются линейно независимыми, что качественно меняет характер поведения газодинамических возмущений. Для полного определения газодинамической задачи требуется теперь дополнительное граничное условие. Поскольку для процесса интенсивного испарения обычно считается, что значение M на скачке не превышает единицы, то в качестве такого условия можно взять соотношение $M = 1$.

Подчеркнем, что условие $M = 1$ не получается путем предельного перехода из дозвукового решения (B7). Как уже отмечалось выше, для обоснования такого условия и определения области его применимости необходимо решать полную нелинейную задачу.

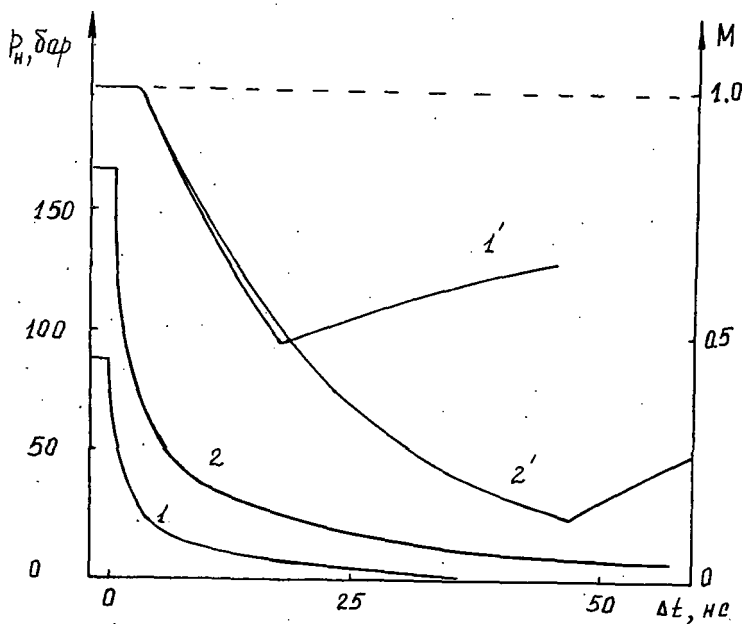


Рис. I. Поведение $(I, 2)$ и M ($I', 2'$) при $\Delta t_i = t - t_0 > 0$ после выключения поглощаемой интенсивности $G_0 = 10 \text{ МВт/см}^2$ в момент времени $t_0 = 0,3$ (I) и I (2) мкс.

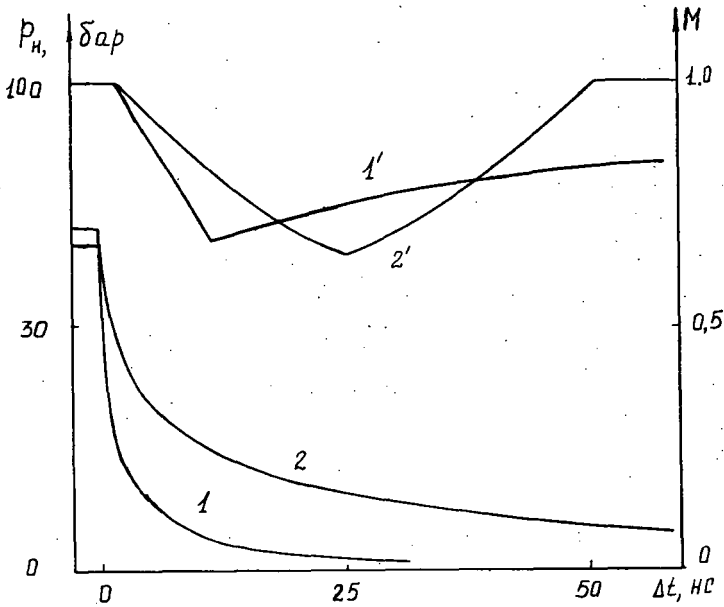


Рис. 2. Поведение p_n (1,2) и M (1',2') при $\Delta t = t - t_0 > 0$ после выключения поглощаемой интенсивности $G_0 = 10$ (1) и 5 (2) $\text{МВт}/\text{см}^2$ в момент $t_0 = 0,25$ (1) и 2 (2) мкс.

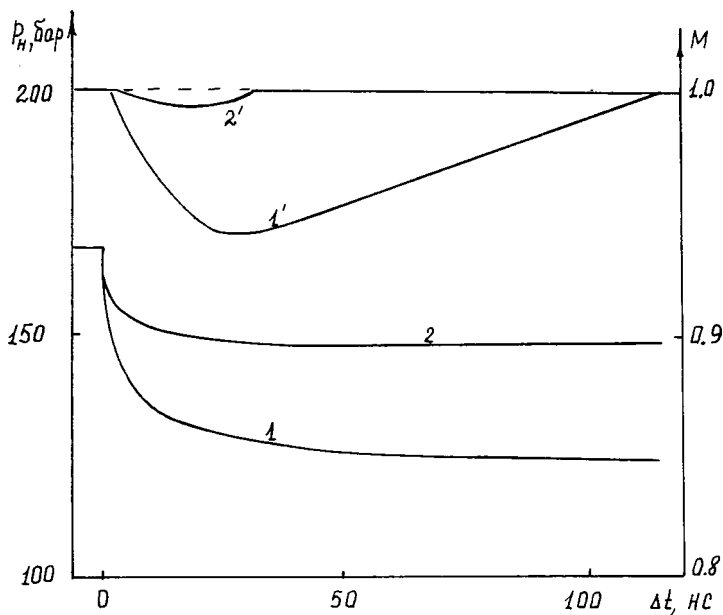


Рис.3. Поведение $(I, 2)$ и $M(I', 2')$ при $\Delta t = t - t_0 > 0$ в случае ступенчатого изменения интенсивности $\mathcal{E} = q\mathcal{E}_0$, $q = 0,8$ (1) и $0,9$ (2), $\mathcal{E}_0 = 10$ МВТ/см², $t_0 = 1$ нс.

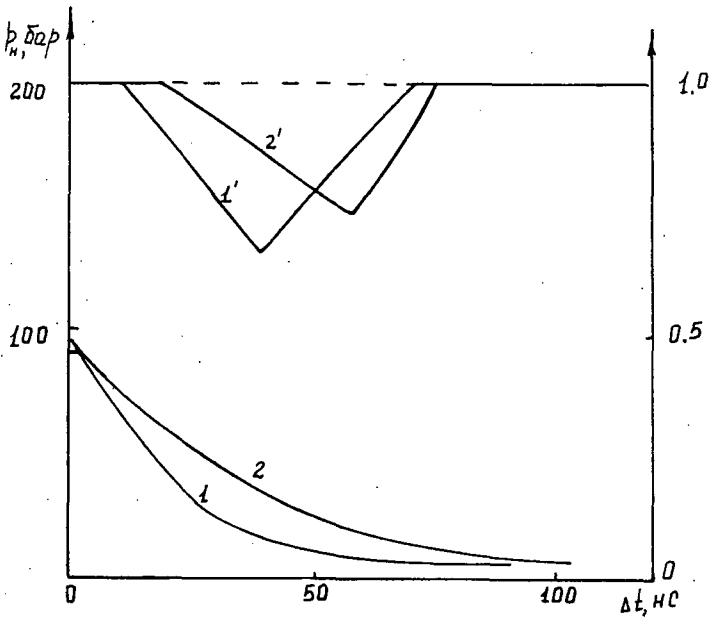


Рис.4. Поведение $p_n(I,2)$ и $M(I,2)$ при плавном выключении интенсивности $G(t) = G_0 \exp(-At/\tau)$, $\Delta t = t - t_0 > t_0 = 0,3$ мкс, $G_0 = 10$ МВт/см², $\tau = 25$ (1) и 50 (2) нс.

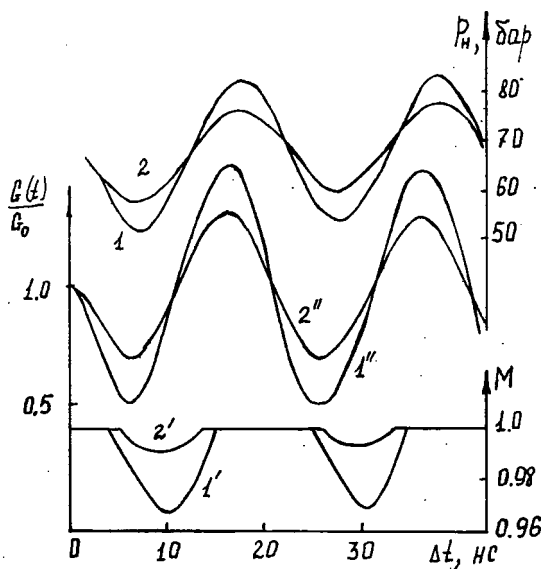


Рис.5. Поведение $p(I, 2)$ и $M(I', 2)$ при модуляции интенсивности $G(t)/G_0 = [1 - \sin(2\pi \Delta t / \tau) \cdot a]$ ($1'', 2''$), $G_0 = 5 \text{ МВт/см}^2$, $t_0 = 2 \text{ мкс}$, $\tau = 20 \text{ нс}$, $a = 0,5$ (1) и $0,3$ (2).

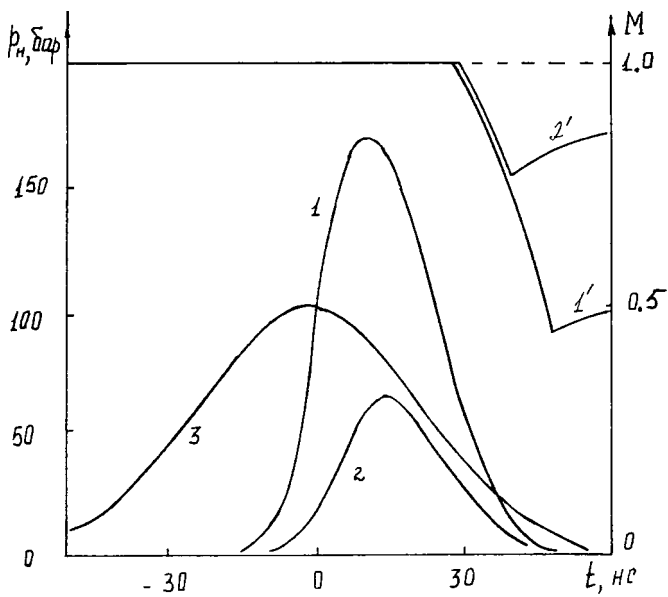


Рис.6. Поведение $p_n(I,2)$ и $M(I',2')$ при воздействии гауссова импульса $e(t)/E_0 = \exp(-t^2/\tau^2)$, $\tau = 30$ нс, $E_0 = 30$ (1) и 25 (2) МВт/см².

Литература

- I. Афанасьев Ю.В., Крохин О.Н. Испарение вещества под действием излучения лазера. - ЖЭТФ, 1967, т.52, № 4, 966-975; Газодинамическая теория воздействия излучения лазера на конденсированные вещества. - Труды ФИАН им.П.Н.Лебедева, 1970, т.52, 118-170.
2. *Mott - Smith H. The solution of the Boltzmann equation for a shock wave. - Phys. Rev. 1951, v.82, №6, 885-892.*
3. Романов Г.С., Пустовалов В.К. Разлет вещества от интенсивно испаряющейся поверхности металла. - Изв. АН БССР, № 4, 1967, 84-95.
4. Анисимов С.И. Об испарении металла, поглощающего лазерное излучение. - ЖЭТФ, 1978, т.54, № 1, 339-342.
5. *Labuntsov D.A., Krukov A.P. Analysis of intensive evaporation and condensation. - Int. J. Heat Mass Transfer, 1979, v.22, №7, 989-1001.*
6. *Knight C.J. Theoretical modeling of rapid surface vaporization with back pressure. - AIAA J. 1979, v.17, №5, 519-523.*
7. Абрамов А.А., Коган М.Н., Макашев Н.К. Численное исследование процессов в сильно неравновесных слоях Кнудсена. - Изв. АН СССР, МЖГ, 1981, № 3, 72-81.
8. Самохин А.А. О газодинамическом разрыве на фронте испарения. - КСФ ФИАН, 1982, № 6, 3-6.
9. *Utrehus T. Asymmetries in evaporation and condensation Knudsen layer problem. - Phys. Fluids, 1983, v.26, №4, 939-949.*
10. Мойжес Б.Я., Немчинский В.А. Формирование струи при испарении в вакуум. - ЖТФ, 1982, т.52, 684-689.
11. Лохныгин В.Д., Самохин А.А. О роли плазмы в процессе развитого испарения металлов под действием интенсивного оптического излучения. - ТВТ, 1977, т.15, № 6, 1152-1157.
12. Самохин А.А. Влияние эрозионной плазмы на кинетику испарения вещества под действием излучения. - КСФ ФИАН, 1983, № 2, 46-50.

13. Бергельсон В.И., Голубь А.П., Немчинов И.В., Попов С.П. Образование плазмы в слое паров, возникающих под действием излучения ОКТ на твердое тело. - Квантовая электроника, 1973, № 4(16), 20-27.
14. Голубь А.П., Немчинов И.В., Петрухин А.И., Плешанов Ю.Е., Рыбаков В.А. Испарение металлов импульсом лазерного излучения и образование экранирующего плазменного слоя. - ЖТФ, 1981, т.51, № 2, 316-323.
15. *Masters J.I. Problem of intense surface heating of a slab accompanied by change of phase. - J. Appl. Phys., 1956, v.27, N5, 477-484.*
16. Анисимов С.И., Бонч-Бруевич А.М., Ельяшевич М.А., Имас Я.А., Павленко Н.А., Романов Г.С. Действие излучения большой мощности на металлы. - ЖТФ, 1966, т.36, № 7, 1273-1284.
17. Углов А.А. Теплофизические и гидродинамические явления в процессах лазерной обработки материалов. - Физ. хим. обраб. материалов. 1974, № 5, 3-73.
18. Любог Б.Я., Соболев Э.Н. Развитие тепловой модели поверхностного испарения металлов под действием концентрированных потоков энергии. - Физ. хим. обраб. материалов, 1979, № 1, 12-26.
19. Головейко А.Г., Мартынихина В.И. Возбуждение волны фазовых превращений в металле под действием поверхностного П-образного теплового импульса. - ФЖ, 1981, т.40, № 4, 615-621.
20. Самохин А.А., Успенский А.Г. Влияние спиралевидных особенностей на процесс испарения перегретой жидкости. - ЖТФ, 1977, т.73, № 3, 1035-1031; Испарение вещества под действием лазерного излучения. - Физ. хим. обраб. материалов, 1981, № 3, 3-11; Испарение жидкости в условиях сильного перегрева. - ТВТ, 1982, т.20, № 4, 718-724.
21. *Korotchenko A.I., Samokhin A.A., Gus'kov A.P. Effect of intensity modulation on radiation-induced melting and vaporization of solids. - Appl. Phys., 1982, v.A27, N1, 121-124.*
22. Самохин А.А. Влияние испарения на поведение расплава при лазерном воздействии на металлы. - Квантовая электроника, 1983, т.10, № 10, 2022-2026.

23. Коротченко А.И., Самохин А.А., Задача Стефана и устойчивость фронта фазового превращения. - ДАН СССР, 1983, т.269, № 3, 581-583.
24. Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б., Махвиладзе Г.М. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
25. Саламандра Г.Д., Майоров Н.И. К устойчивости ламинарного фронта пламени, распространяющегося в трубе. - ФТВ, 1982, т. 18, № 4, 61-64.
26. Левченко Е.Б., Черняков А.Л. Об устойчивости плоского фронта волны испарения жидкости. - ПМТФ, 1982, № 6, 144-150.
27. Knight C.J. *Transient vaporization from a surface into vacuum.* - *AIAA J.*, 1982, v.20, n7, 950-954.
28. Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные методы газовой динамики. М.: Наука, 1980.