



О р д е н 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, Г.А. Пестрякова

Ч И С Л Е Н Н О Е М О Д Е Л И Р О В А Н И Е П Р О Ц Е С С О В
П О В Е Р Х Н О С Т Н О Г О И С П А Р Е Н И Я М Е Т А Л Л А
Л А З Е Р Н Ы М И З Л У Ч Е Н И Е М

Препринт № 48 за 1984 г.

Москва.

УДК:535.211

АННОТАЦИЯ

Численно исследуется испарение алюминия в вакуум излучением умеренной интенсивности $5 \cdot 10^8$ вт/см² с $\lambda = 1.06$ мкм. Учивается влияние образующейся вблизи поверхности лазерной плазмы на процесс испарения.

Сравниваются и анализируются результаты, полученные в этих условиях, по моделям испарения с кнудсеновским слоем и изотермическим скачком.

Введение.

В настоящее время в теоретических исследованиях математическое описание процессов поверхностного испарения вещества умеренными потоками излучения производится с помощью двух существенно различных моделей.

В модели [1-4] вводится понятие неравновесного кнудсеновского слоя, примыкающего непосредственно к поверхности раздела и соответствующего области сильного разрыва. Процессы испарения моделируются законами сохранения потоков массы, импульса и энергии на разрыве, а также двумя дополнительными соотношениями, характеризующими динамику фазового перехода.

В другой модели [5,6] процессы испарения представляются в виде изотермического скачка (волны испарения), на котором выполняются три закона сохранения и, помимо равенства температур поверхности конденсированной среды T_s и пара T_0 , предполагается равенство давлений на поверхности p_s и давления насыщения p_n , а также справедливость условия Хуге для скорости паров u_0 на границе раздела фаз.

В модели с кнудсеновским слоем [1-4] неравновесность обусловлена потоком частиц, возвращающихся на поверхность из газовой среды в результате столкновений с ранее испарившимися частицами. Величина этого потока определяется условиями газодинамического разлета за пределами кнудсеновского слоя, в частности газодинамической скоростью разлета паров u_0 . Влияние газовой среды на процесс испарения удобнее характеризовать числом Маха $M = \frac{u_0}{u_c}$, (где u_c — местная скорость звука в парах) на внешней стороне кнудсеновского слоя, как это сделано в [4]. Предполагалось, что величина M ограничена сверху значением $M = 1$.

При $M = 1$ поведение конденсированной среды можно рассматривать независимо от газовой. Задача решается сравнительно легко и в работах [2,4] для этого случая при испарении металла в вакуум были получены выражения для газодинамических параметров на разрыве, согласно которым отраженный поток равнялся 18% от потока испарения, $T_0 = 0.67 T_s$, $p_0 = 0.31 p_n$. Значение $M = 1$ реализуется при испарении в вакуум или в газовую среду с пренебрежимо малым давлением по сравнению с давлением насыщенного пара p_n .

Но если внешнее давление сравнимо с давлением насыщения, то тогда $M < 1$. Такой режим может реализоваться к примеру при

испарении вещества лазерным излучением, величина интенсивности которого достаточна для ионизации атомов испарившегося вещества. Режим испарения в этом случае качественно меняется. Решение задачи значительно усложняется и находится из совместного решения задач для конденсированной и газовой сред. До настоящего времени режим испарения с $M < I$ детально не исследован,

В модели с изотермическим скачком в силу условия Жуге M всегда примерно равно единице. Отметим, что в работах [7,8] авторы называют эту модель моделью объемного испарения, однако структура области объемного испарения при этом не рассматривалась и заменялась областью сильного разрыва, характерного для поверхностного испарения, т.е. фактически рассматривался случай поверхностного испарения.

Обе математические модели использовались для численных расчетов процессов испарения металлов в условиях возникновения и образования лазерной плазмы вблизи поверхности.

Модель с кнудсеновским слоем использовалась для расчетов в работах [9-12]. Основное внимание при этом уделялось неоднородной геометрии плазменного факела, а вопросы, относящиеся непосредственно к испарению вещества при $M < I$, не обсуждались и в расчетах полагалось, что $M = I$.

Модель с изотермическим скачком с некоторыми видоизменениями использовалась в работах [13-16] для моделирования испарения как в доплазменном режиме, так и в условиях возникновения вблизи поверхности плазменного факела. Никаких качественных отличий, кроме фактора экранировки лазерного излучения, при этом не отмечалось. В работах [14,16] утверждалось, что различие между двумя моделями заключается лишь в описании структуры волны испарения и не оказывает существенного влияния на газодинамические параметры. В то же время в ряде экспериментальных и теоретических работ [17-19] отмечалась важность учета влияния лазерной плазмы на кинетику испарения.

Целью настоящей работы является: 1) разработка численного алгоритма решения задач поверхностного испарения в режимах с $M < I$; 2) исследование процесса испарения алюминия в вакуум лазерным излучением в условиях образования вблизи поверхности сильно поглощающей плазмы и сравнение результатов расчетов, полученных по математическим моделям [4] и [13].

§ I. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ.

На поверхность алюминия толщиной ℓ падает поток лазерного излучения с $\lambda = 1.06$ мкм, вызывающий быстрый разогрев и испарение поверхности.

Процессы в конденсированной среде, содержащие два фазовых перехода: твердое тело - жидкость, жидкость - пар, описываются нелинейным уравнением теплопроводности, которое в системе координат, связанной с движущимся фронтом испарения имеет вид:

$$\text{RoC} \left(\frac{\partial T}{\partial t} - v \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (1)$$

Гидродинамические процессы в жидкой фазе не учитываются.

Процессы в газовой среде описываются системой нестационарных одномерных по пространству уравнений радиационной газовой динамики, которая в переменных Эйлера в движущейся системе координат имеет вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho u)}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial ((\epsilon - \epsilon^2))}{\partial t} + u \frac{\partial \epsilon}{\partial z} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\epsilon + \frac{u - \epsilon^2}{2} \right) + u \frac{\partial}{\partial z} \left(\epsilon + \frac{u^2}{2} \right) = - \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial (p u)}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial z} + \frac{\partial G}{\partial z} \right] \quad (4)$$

$$\rho \frac{dI_v}{dz} + \chi_v I_v = \chi_v I_{vp}; \quad \chi_v = \chi_v(v, \rho, T) \quad (5)$$

$$W = \int_0^{\infty} d\nu \int_{-1}^1 \mu I_\nu d\mu \quad (6)$$

Процессы испарения моделировались заданием граничных условий на границе раздела фаз.

В модели с кнудсоновским слоем на разрыве записываются законы сохранения потоков массы, импульса, энергии, а также два дополнительных соотношения, характеризующих динамику фазового перехода [4]:

$$Z=0: \quad v_s \rho_s = u_s \rho_c; \quad P_s + \rho_s v_s^2 = p_0 + \rho_0 u_0^2; \quad -\lambda \frac{\partial T}{\partial z} = G_s + W_s - L_s \rho_s v_s^2(z)$$

$$G_s = (1 - A(T_s)) \cdot G; \quad G_g = (1 + A(T_s)) \cdot G; \quad G = \epsilon_s \rho_s v_s \int_{-1}^0 \chi_s d\chi$$

$$T_c = T_s \left[\left(1 + r^2 \left(\frac{\delta - 1}{\delta + 1} \right)^2 M^2 \right)^{1/2} - r \left(\frac{\delta - 1}{\delta + 1} \right) M \right]^2; \quad r = \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^{1/2} \quad (8)$$

$$P_0 = \frac{1}{2} P_H \left\{ \left(\frac{T_s}{T_0} \right)^{1/2} \cdot [(\gamma M^2 + 1) \exp(\beta^2 M^2) \operatorname{erfc}(\beta M) - \frac{4\gamma}{3} M] + \right. \\ \left. \frac{T_s}{T_0} [1 - 2\gamma M \exp(\beta^2 M^2) \operatorname{erfc}(\beta M)] \right\}; \quad \beta = (\gamma/2)^{1/2} \\ P_H = P_H R T_0 = P_g \exp(L_0 / R T_0 (1 - T_0/T_s)); \quad P_0 = R \rho_0 T_0;$$

где M неизвестный параметр, который должен определяться из решения уравнения газовой динамики (2,3).

Отметим, что величина параметра M в данной модели характеризует степень неравновесности фазового перехода. Значению $M=1$ соответствует максимальный поток вещества через границу раздела, минимум давления отдачи P_0 и максимальная степень неравновесности фазового перехода. Значению $M=0$ формально соответствует нулевой поток вещества, равенства $T_s = T_0$, $P_0 = P_H$;

В модели с изотермическим скачком динамика фазового перехода не рассматривается. На разрыве выписываются законы сохранения потоков, а соотношения, характеризующие степень неравновесности фазового перехода, заменяются условиями

$$T_s = T_0; \quad P_0 = P_H, \quad u_0 = u_c - v_s \quad (10)$$

Отметим, что в силу принятых допущений (10) эта модель испарения оказывается внутренне противоречивой, так как равенства $T_s = T_0$ и $P_0 = P_H$ выполняются при $M=0$, однако в модели полагается, что $M=1$.

В принятых обозначениях индексы s и 0 означают принадлежность величин к поверхности конденсированной и газовой сред соответственно.

Обратная сторона алюминиевой пластины полагалась теплоизолированной: $z = -l; \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial z} = 0;$

В газовой среде со стороны вакуума задавались условия:

$$z = L; \quad u_c = 0; \quad G_g = G_0 = 5 \cdot 10^8 \text{ г/см}^2$$

Принятые обозначения: c , λ - теплоемкость и коэффициент теплопроводности Al ; T , u , ρ , p , E - температура, скорость, плотность, давление, внутренняя энергия, v_s - скорость фронта разрушения, I , W - интенсивность и поток энергии собственного излучения, $\gamma = 5/3$ - отношение удельных теплоемкостей, $A(T_s)$ - коэффициент отражения лазерного излучения, L_0 - удельная теплота испарения.

§ 2. ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПРИНЯТЫЕ ДОПУЩЕНИЯ.

Основные теплофизические характеристики алюминия в твердом и жидком состоянии, используемые в расчетах, представлены на рис. 1а. Сплошные линии - справочные данные, пунктирные - резуль-

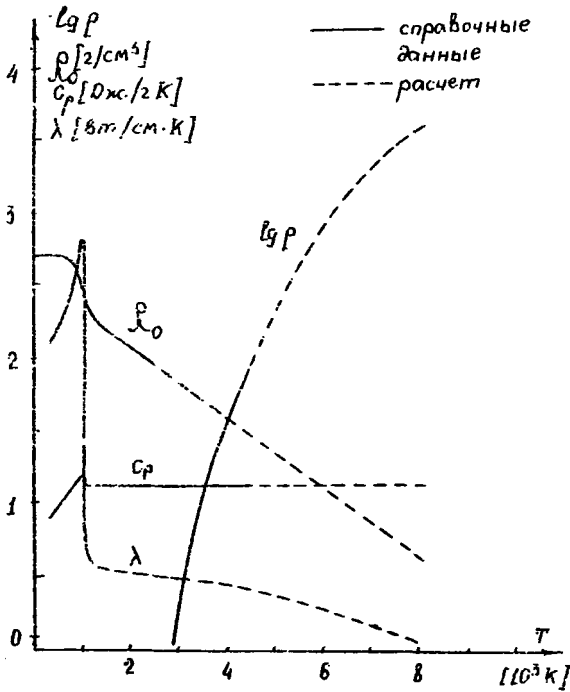


Рис. 1а. Теплофизические характеристики алюминия.

таты нелинейной интерполяции между последним известным значением и значением данного параметра в точке с критической температурой $T_{кр}$ ($T_{кр} = 8000^\circ\text{K}$ [20]).

Значения $c(T)$, $R_0(T)$, $\lambda(T)$ для жидкого алюминия взяты из работ [21-22]. В качестве коэффициента отражения лазерного излучения A использовались данные работы [12]:

$$A(T_s) = \begin{cases} 0.769 & T_s \leq T_{пл} \\ 0.64 \cdot T_s^{0.4} & T_s > T_{пл} \end{cases}$$

В расчетах вместо уравнения Клаузиуса-Клапейрона использовалась табличная зависимость фазового равновесия $p_n(T_s)$ [23], где эта зависимость определена до температуры 4500°K . В этом диапазоне температур плотность насыщенного пара ρ_n определялась по уравнению состояния для идеального газа $p_n = \rho_n R T_s$.

В диапазоне температур $4500^\circ\text{K} \leq T_s \leq T_{кр}$ значения ρ_n и p_n определялись логарифмической интерполяцией по значениям ρ_n и p_n в точках с температурами $T_s = 4500^\circ\text{K}$ и $T_s = T_{кр} = 8000^\circ\text{K}$ ($\rho_{кр} = 0.64 \text{ г/см}^3$, $p_{кр} = 4700 \text{ атм}$ [20]):

$$\lg \rho_n = 5.749 - 1.448/T_s; \quad \lg p_n = 2.447 - 1.933/T_s - \lg T_s;$$

При таком способе определения ρ_n и p_n для высоких температур газ будет неидеальным. Предполагалось, что неидеальность газа можно учесть с помощью уравнения состояния, которое конструировалось следующим образом;

$$p_n = R(T_s) \rho_n T_s; \quad \text{где } R(T_s) = p_n / \rho_n T_s;$$

Полученное значение $R(T_s)$ использовалось для определения p_0 . Уравнения состояния паров алюминия в нейтральном и ионизованном состоянии $p = p(\rho, T)$ и $\epsilon = \epsilon(\rho, T)$ рассчитаны по методике [24] группой Н.Н.Калиткина.

Коэффициенты поглощения $\kappa_\nu = \kappa_\nu(V, \rho, T)$ рассчитаны группой сотрудников Г.С.Романова по методике [25,26]. Расчеты проводились в спектральном диапазоне $h\nu = 10^{-2} \div 80 \text{ эВ}$. Весь диапазон разбивался на 9 интервалов, для каждого из которых производилось планковское осреднение коэффициента поглощения по частоте. Спектральные коэффициенты учитывают процессы тормозного, связанно-свободного и связанно-связанного поглощения.

При решении задачи (I-6) использовались следующие допущения:

1) Временной профиль лазерного импульса задавался в виде простой прямоугольной функции.

2) Плазма рассматривалась в приближении квазинейтральности и термодинамического равновесия.

§ 3. АППРОКСИМАЦИЯ УРАВНЕНИЙ.

Для решения задачи использовался конечно-разностный подход, согласно которому дифференциальная задача аппроксимируется дискретной моделью, получаемой с помощью разностных схем [27].

1. Аппроксимация уравнения теплопроводности.

В рассматриваемой задаче уравнение теплопроводности описывает процессы в конденсированной среде, состоящей из твердой и жидкой фаз. Учет фазового перехода приводит к необходимости решения задачи Стефана, аппроксимация которой производилась с помощью схем сквозного счета без явного выделения фронта фазового перехода

$$[28]: \quad \int_{i+1/2}^j \tilde{c}(T_{i+1/2}) \frac{T_{i+1/2}^{j,t} - T_{i+1/2}^{j,t-1}}{\tau^j} = \frac{1}{h_i} [A_i^j T_{i-1/2}^{j,t} - C_i^j T_{i+1/2}^{j,t} + B_i^j T_{i+1/2}^{j,t}] \quad (11)$$

$$A_i^j = \frac{\tilde{\lambda}(T_i^j)}{0.5(h_i + h_{i-1})}; \quad B_i^j = \frac{\tilde{\lambda}(T_{i+1}^j)}{0.5(h_i + h_{i+1})}; \quad C_i^j = A_i^j + B_i^j; \quad i = 1, \dots, N-1;$$

$$-\tilde{\lambda}(T_{N+1/2}^j) \frac{T_{N+1/2}^{j,t} - T_{N+1/2}^{j,t-1}}{0.5 h_{N-1}} = G_{SN} + W_{SN} + R_{0,N+1/2} \cdot \bar{v}_{SN+1/2}^j \cdot L \cdot \tau^j \quad T_{1/2} = T_e; \\ N_{i+1/2} = N_{i+1}^j;$$

$\tilde{c}(T)$, $\tilde{\lambda}(T)$ - сглаженные коэффициенты теплоемкости и теплопроводности.

Коэффициенты A_i , B_i , C_i , а также \tilde{c} , $\tilde{\lambda}$; G пересчитываются на каждой итерации.

2. Аппроксимация уравнений газовой динамики.

Для аппроксимации и решения уравнений газовой динамики использовался конечно-разностный метод FLIC [29, 30] реализующий лагранжево-эйлеров подход к изучению динамики сплошной среды. Метод содержит два этапа. На первом этапе - лагранжевом - производится расчет изменения скорости и энергии $\tilde{u}_{i+1/2}^j, \tilde{e}_{i+1/2}^j$ за счет работы сил давления. Плотность вещества при этом считается неизменной.

$$\tilde{u}_{i+1/2}^j = u_{i+1/2}^j - \frac{\tau^j}{\rho_{i+1/2}^j} \left[\left(\frac{P_{i+1/2}^j - P_{i-1/2}^j}{2} \right) + \omega_{i+1/2}^j - \omega_{i-1/2}^j \right];$$

$$i = 0, 1, \dots, L-1; \quad \tilde{u}_{-1/2}^j = \tilde{u}_0 = u_0$$

$$\tilde{e}_{i+1/2}^j = e_{i+1/2}^j - \frac{\tau^j}{\rho_{i+1/2}^j h_i} \left[P_{i+1/2}^j (\tilde{u}_{i+1/2}^j - \tilde{u}_{i-1/2}^j) + \omega_{i+1/2}^j (\tilde{u}_{i+1/2}^j - u_{i+1/2}^j) + \omega_i (\tilde{u}_{i+1/2}^j - \tilde{u}_{i-1/2}^j) \right]; \\ i = 0, 1, \dots, L-1; \quad \tilde{u}_{-1/2}^j = \frac{1}{2} (u_{-1/2}^j + \tilde{u}_{-1/2}^j);$$

Здесь u_0 - заданная скорость на границе; ω - искусственная вязкость, определяемая соотношением

$$\omega_i = \begin{cases} B \frac{\rho_{i+1/2}^{\bar{J}} \rho_{i-1/2}^{\bar{J}} (u_{i-1/2}^{\bar{J}} - u_{i+1/2}^{\bar{J}})^2}{2}, & \text{если } \frac{\kappa (u_{i-1/2}^{\bar{J}} - u_{i+1/2}^{\bar{J}})^2}{4} < u_{ci}^2 \\ 0 & \text{в противном случае и } u_{i-1/2}^{\bar{J}} > u_{i+1/2}^{\bar{J}} \end{cases}$$

$$i = 0, 1, \dots, L; \quad B = 0.5; \quad \kappa = 0.8; \quad u_{ci} = \left(\frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_{i-1/2} + \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_{i+1/2} \right] \right)^{1/2}$$

Полная энергия пересчитывается по формулам:

$$E_{i+1/2} = \tilde{E}_{i+1/2} + \frac{1}{2} \tilde{u}_{i+1/2}^2; \quad i = 0, 1, \dots, L-1;$$

$$\tilde{E}_{-1/2} = \tilde{E}_0 = \tilde{E}_0^{\bar{J}} + \frac{1}{2} \tilde{u}_0^2; \quad \tilde{E}_{L+1/2} = \tilde{E}_L = \tilde{E}_L^{\bar{J}} + \frac{1}{2} \tilde{u}_L^2;$$

На втором этапе - эйлеровом - вычисляются изменения газодинамических параметров за счет потоков вещества, импульса и энергии и определяется работа сил сжатия.

Потоки массы ΔM , импульса ΔU и энергии ΔE вычисляются из соотношений:

$$\Delta M_i = \tau^{\bar{J}} \frac{\tilde{u}_{i-1/2} + \tilde{u}_{i+1/2}}{2} \begin{cases} \rho_{i-1/2}^{\bar{J}}, & \text{если } \tilde{u}_{i-1/2} + \tilde{u}_{i+1/2} > 0 \\ \rho_{i+1/2}^{\bar{J}}, & \text{если } \tilde{u}_{i-1/2} + \tilde{u}_{i+1/2} \leq 0 \end{cases}$$

$$\Delta U_i = \tau^{\bar{J}} \frac{\tilde{u}_{i-1/2} + \tilde{u}_{i+1/2}}{2} \begin{cases} \rho_{i-1/2}^{\bar{J}} \tilde{u}_{i-1/2}, & \text{если } \tilde{u}_{i-1/2} + \tilde{u}_{i+1/2} > 0 \\ \rho_{i+1/2}^{\bar{J}} \tilde{u}_{i+1/2}, & \text{если } \tilde{u}_{i-1/2} + \tilde{u}_{i+1/2} \leq 0 \end{cases}$$

$$\Delta E_i = \tau^{\bar{J}} \frac{\tilde{u}_{i-1/2} + \tilde{u}_{i+1/2}}{2} \begin{cases} \rho_{i-1/2}^{\bar{J}} \tilde{E}_{i-1/2}, & \text{если } \tilde{u}_{i-1/2} + \tilde{u}_{i+1/2} > 0 \\ \rho_{i+1/2}^{\bar{J}} \tilde{E}_{i+1/2}, & \text{если } \tilde{u}_{i-1/2} + \tilde{u}_{i+1/2} \leq 0 \end{cases}$$

$$i = 0, 1, \dots, L$$

Затем определяются значения плотности, скорости, энергии на новом шаге по времени $j+1$:

$$\rho_{i+1/2}^{j+1} = \rho_{i+1/2}^{\bar{J}} - \frac{1}{h_i} (\Delta M_{i+1} - \Delta M_i)$$

$$u_{i+1/2}^{j+1} = \frac{1}{\rho_{i+1/2}^{j+1}} \left[\rho_{i+1/2}^{\bar{J}} \tilde{u}_{i+1/2} - \frac{1}{h_i} (\Delta U_{i+1} - \Delta U_i) \right]; \quad (12)$$

$$E_{i+1/2}^{j+1} = \frac{1}{\rho_{i+1/2}^{j+1}} \left[\rho_{i+1/2}^{\bar{J}} \tilde{E}_{i+1/2} - \frac{1}{h_i} (\Delta E_{i+1} - \Delta E_i) \right]; \quad i = 0, 1, \dots, L-1.$$

$$\begin{aligned} \rho_0^{j+1} &= \rho_{-1/2}^{j+1} = \rho_{-1/2}^j = \rho_0^j; & \rho_L^{j+1} &= \rho_{L+1/2}^{j+1} = \rho_{L+1/2}^j = \rho_L^j; \\ u_0^{j+1} &= u_{-1/2}^{j+1} = \tilde{u}_{-1/2} = u_0; & u_L^{j+1} &= u_{L+1/2}^{j+1} = \tilde{u}_{L+1/2} = 0; \end{aligned}$$

Работа сил сжатия

$$\left(\frac{dB}{dt}\right)_{i+1/2} = E_{i+1/2}^{j+1} - \frac{1}{2}(u_{i+1/2}^{j+1})^2 - \mathcal{E}_{i+1/2}^j; \quad i=0, 1, \dots, L-1;$$

3. Аппроксимация уравнения переноса излучения.

Определение потока энергии излучения W на каждом шаге по времени из уравнения переноса (5) не представляется целесообразным ввиду многомерности (переменные z, μ, ν) уравнения требующего для решения большого числа операций. Поэтому для определения величины W использовалось многогрупповое квазидиффузионное приближение [31] с разностным осреднением по частоте ν [32].

Уравнения квазидиффузии имеют вид:

$$\frac{dW_k}{dz} + \chi_k U_k = 4\sigma_k \chi_k T^4 \quad (13)$$

$$\nu_k \frac{d(D_k U_k)}{dz} + W_k = 0; \quad \nu_k = \chi_k^{-1};$$

$$W_k = \int_{-1}^1 \mu I_k d\mu; \quad \frac{1}{c} U_k = \frac{1}{c} \int_{-1}^1 I_k d\mu;$$

Граничные условия для уравнений квазидиффузии:

$$-\nu_k \frac{d(D_k U_k)}{dz} \Big|_{z=0} = C_{k0} U; \quad -\nu_k \frac{d(D_k U_k)}{dz} \Big|_{z=L} = C_{kL} U;$$

где k - номер группы; $\chi_k(\nu)$, $\nu \in [\nu_k, \nu_{k+1}]$ - осредненный по Планку групповой коэффициент поглощения, C_{k0} , C_{kL} , D_k - коэффициенты квазидиффузии, определяемые из соотношений:

$$\begin{aligned} C_{k0} &= \frac{\int_{-1}^1 \mu I_k(z_0, \mu) d\mu}{\int_{-1}^1 I_k(z_0, \mu) d\mu} \\ C_{kL} &= \frac{\int_{-1}^1 \mu I_k(z_L, \mu) d\mu}{\int_{-1}^1 I_k(z_L, \mu) d\mu} \end{aligned} \quad (14)$$

$$D_k = \int_{-1}^1 \mu^2 I_k d\mu / \int_{-1}^1 I_k d\mu$$

I_k — определялась из решения многогруппового уравнения переноса

$$\mu_k \frac{dI_k}{dz} + \chi_k I_k = 2 \chi_k b_k T^4 \quad (15)$$

с граничными условиями

$$I_k(z_0, \mu) = 0 \quad \mu < 0; \quad I_k(z_L, \mu) = 0, \quad \mu \geq 0; \quad (16)$$

Уравнение (15) с граничными условиями (16) аппроксимировались разностной схемой 33, индекс — опущен:

$$I_{l,p} = I_{l-1,p} \cdot \exp(-\chi_{i-1/2} \frac{z_i - z_{i-1}}{\mu_p}) + [1 - \exp(-\chi_{i-1/2} \frac{z_i - z_{i-1}}{\mu_p})] 26 T_{i-1/2}^4;$$

$$l = 1, \dots, L, \quad \mu_p \geq 0; \quad I_{0,p} = 0; \quad (17)$$

$$I_{l,p} = I_{l+1,p} \exp(-\chi_{i+1/2} \frac{z_i - z_{i-1}}{\mu_p}) + [1 - \exp(-\chi_{i+1/2} \frac{z_i - z_{i-1}}{\mu_p})] 26 T_{i+1/2}^4;$$

$$l = L-1, \dots, 0; \quad I_{L,p} = 0;$$

ρ — угловой индекс.

Многогрупповая система уравнений квазидиффузии (13) с граничными условиями (14) сводится к краевой задаче для эллиптических уравнений.

$$\frac{d}{dz} \chi_k \frac{d\Phi_k}{dz} + \frac{\chi_k}{D_k} \Phi_k = 4 \chi_k b_k T^4; \quad \Phi_k = D_k U_k;$$

$$-\ell_k \frac{d\Phi_k}{dz} \Big|_{z=0} = \frac{C_{k0}}{D_k} \Phi_k; \quad -\ell_k \frac{d\Phi_k}{dz} \Big|_{z=L} = \frac{C_{kL}}{D_k} \Phi_k;$$

которая аппроксимировалась разностной схемой:

$$A_i^k \Phi_{i-1/2}^k - C_i^k \Phi_{i+1/2}^k + B_i^k \Phi_{i+3/2}^k - K_i^k \Phi_{i+1/2}^k + F_i^k = 0 \quad (18)$$

$$i = 0, 1, \dots, L-1; \quad \Phi_{-1/2} = \Phi_0 = \delta \Phi_{1/2}; \quad \Phi_{L+1/2} = \Phi_L = \delta \Phi_{L-1/2};$$

$$A_i = 2 \frac{h_{i-1} \ell_{i+1/2}^k + h_i \ell_{i-1/2}^k}{(h_{i-1} + h_i)^2}; \quad B_i = 2 \frac{h_i \ell_{i+3/2}^k + h_{i+1} \ell_{i+1/2}^k}{(h_i + h_{i+1})^2}; \quad C_i = A_i + B_i;$$

$$K_i = \frac{\chi_{i+1/2}^k}{D_{i+1/2}} h_i; \quad F_i = 4 \chi_{i+1/2}^k \cdot b_{i+1/2} \cdot T_{i+1/2}^4 \cdot h_i;$$

$$\lambda = (1 - 0.5 \cdot \gamma_{4/2}^k \cdot h_i \cdot C_0^k / D_{q_2}^k)^{-1}; \quad \gamma = (1 + 0.5 \gamma_{L-1/2} \cdot h_{i-1} \cdot C_L^k / D_{L-4/2}^k)^{-1}.$$

Экономия времени в расчетах достигалась за счет того, что поток $W = \sum_{\kappa=1}^g W_{\kappa}$ определялся из решения многогруппового уравнения переноса не на каждом шаге по времени, а через 5+10. На остальных шагах величина W определяется из уравнений квазидиффузии с замороженными коэффициентами A_i, B_i, C_i, K_i, F_i .

4. Аппроксимация уравнений энергии и квазидиффузии.

В рассматриваемой задаче температура определяется из совместного решения уравнения энергии и уравнений квазидиффузии. Для аппроксимации этих уравнений использовалась неявная разностная схема, предложенная в [34]:

$$\rho_{i+1/2} \frac{\varepsilon_{i+1/2}^{j+1} - \varepsilon_{i+1/2}^j}{\tau^j} = \frac{\rho_{i+1/2}}{\tau^j} \left(\frac{dB}{dt} \right)_{i+1/2} + \frac{G_{i+1} - G_i}{h_i} + \frac{1}{h_i} (A_i \bar{\Phi}_{i-1/2}^{j+1} - C_i \bar{\Phi}_{i+1/2}^{j+1} + B_i \bar{\Phi}_{i+1/2}^{j+1})$$

$$A_i \bar{\Phi}_{i-1/2}^{j+1} - C_i \bar{\Phi}_{i+1/2}^{j+1} + B_i \bar{\Phi}_{i+1/2}^{j+1} - K_i \bar{\Phi}_{i+1/2}^{j+1} + F_i \bar{\Phi}_{i+1/2}^{j+1} = 0; \quad i=0, 1, \dots, L-1;$$

$$\bar{\Phi}^{j+1} = \sum_{\kappa=1}^g \bar{\Phi}_{\kappa, i+1/2}^{j+1}; \quad \bar{\Phi}_{-1/2}^{j+1} = \bar{\Phi}_0^{j+1} = d \bar{\Phi}_{1/2}^{j+1}; \quad \bar{\Phi}_{L+1/2}^{j+1} = \bar{\Phi}_L^{j+1} = \gamma \bar{\Phi}_{L-1/2}^{j+1};$$

Функции $\rho_{i+1/2}, \left(\frac{dB}{dt} \right)_{i+1/2}, G_i, h_i$ считаются известными.

$$A_i = \frac{\sum_{\kappa=1}^g A_{\kappa}^k \bar{\Phi}_{i-1/2}^k}{\sum_{\kappa=1}^g \bar{\Phi}_{i-1/2}^k}, \quad B_i = \frac{\sum_{\kappa=1}^g B_{\kappa}^k \bar{\Phi}_{i+1/2}^k}{\sum_{\kappa=1}^g \bar{\Phi}_{i+1/2}^k};$$

$$C_i = \frac{\sum_{\kappa=1}^g C_{\kappa}^k \bar{\Phi}_{i+1/2}^k}{\sum_{\kappa=1}^g \bar{\Phi}_{i+1/2}^k}; \quad K_i = \frac{\sum_{\kappa=1}^g K_{\kappa}^k \bar{\Phi}_{i+1/2}^k}{\sum_{\kappa=1}^g \bar{\Phi}_{i+1/2}^k};$$

$$F_i = \frac{\sum_{\kappa=1}^g F_{\kappa}^k}{\sum_{\kappa=1}^g 1}; \quad d = \frac{\sum_{\kappa=1}^g d_{\kappa} \bar{\Phi}_{1/2}^k}{\sum_{\kappa=1}^g \bar{\Phi}_{1/2}^k}; \quad \gamma = \frac{\sum_{\kappa=1}^g \gamma_{\kappa} \bar{\Phi}_{L-1/2}^k}{\sum_{\kappa=1}^g \bar{\Phi}_{L-1/2}^k};$$

Используя линеаризацию ε^{j+1} и F^{j+1}

$$\varepsilon_{i+1/2}^{j+1} = \varepsilon_{i+1/2}^j + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_{i+1/2}^j (T_{i+1/2}^{j+1} - T_{i+1/2}^j); \quad F_i^{j+1} = F_i^j + \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_i^j (T_{i+1/2}^{j+1} - T_{i+1/2}^j);$$

система уравнений приводится к следующей неявной итерационной схеме:

$$T_{i+1/2}^{s+1} = T_{i+1/2}^s + \left(\rho_{i+1/2} h_i \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)_{i+1/2}^s \right)^{-1} \cdot \left[\rho_{i+1/2} h_i \left(\frac{dB}{dt} \right)_{i+1/2}^{s+1} + \tau^j (G_{g, i+1} - G_{g, i}) \right]$$

$$+ \tau^j (A_i \Phi_{i-\frac{1}{2}}^{s+1} - C_i \Phi_{i+\frac{1}{2}}^{s+1} + B_i \Phi_{i+\frac{3}{2}}^{s+1}) - \rho_{i+\frac{1}{2}} h_i (\varepsilon_{i+\frac{1}{2}}^s - \varepsilon_{i+\frac{1}{2}}^j) \Big]; \quad (19)$$

$$(1 + g_{i+\frac{1}{2}}) (A_i \Phi_{i-\frac{1}{2}}^{s+1} - C_i \Phi_{i+\frac{1}{2}}^{s+1} + B_i \Phi_{i+\frac{3}{2}}^{s+1}) - K_i \Phi_{i+\frac{1}{2}}^{s+1} + F_i^s + \left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_i^s \times \\ \times \left[\left(\frac{dB}{dt}\right)_{i+\frac{1}{2}}^{j+1} + (\varepsilon^j - \varepsilon^s) \right] / \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T}\right)_i^s + g_{i+\frac{1}{2}} (G_{j,i+1} - G_{j,i}) = 0; \quad (20)$$

$$g_{i+\frac{1}{2}} = \tau^j \left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_i^s / \rho_{i+\frac{1}{2}} h_i \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T}\right)_{i+\frac{1}{2}}^j;$$

$$\Phi_0^{s+1} = \alpha \Phi_{\frac{1}{2}}^{s+1}; \quad \Phi_L = \gamma \Phi_{L-\frac{1}{2}}^{s+1};$$

Из решения этой системы определяется температура на новом временном слое T^{j+1} , которая полагается равной $(s+1)$ приближению T^{s+1} .

§ 4. АЛГОРИТМ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ.

Использование неявных разностных схем для аппроксимации уравнений теплопроводности, энергии, квазидиффузии, и явной разностной схемы $FLI C$ для уравнений газовой динамики позволило построить консервативную дискретную математическую модель. Разностные уравнения построенной модели нелинейны. Для их разрешения необходимо использовать итерационные методы. Рассмотрим один из возможных вариантов организации вычислительного процесса при переходе со слоя j на слой $j+1$.

Особенностью математической модели является то, что одно из граничных условий u_0 , если $u_0 < u_c$, остается неизвестным и должно определяться из решения задачи.

С учетом этого был разработан алгоритм решения содержащий несколько вложенных итерационных циклов, организованных аналогично [35]. Согласно предложенному алгоритму вычислительный процесс при переходе $t^j \rightarrow t^{j+1}$ разбивается на несколько этапов.

Этап 1. Методом простой итерации по известным значениям T_0, ρ_0, p_0 из решения разностных уравнений газовой динамики определяется значение скорости u_0^{l+1} , тем самым M , где l — номер итерации.

Этап 2. Во внешнем итерационном цикле решается задача Стефана, в граничное условие которой входит величина R_0, θ_s , оп-

редаваемая по известному значению u_c из соотношения (7). В этом цикле методом простой итерации помимо величин T_s^{k+1} и β_s^{k+1} определяются величины ρ_n^{k+1} , T_c^{k+1} , ρ_c^{k+1} , где k - номер итерации. Итерации проводятся по скорости v_s^a . Отметим, что на каждую k -ю итерацию приходится ℓ итераций вложенного цикла. При этом на каждой k -й итерации разностное уравнение теплопроводности (11) решается методом прогонки с итерациями [33].

Этап 3. Из решения разностных уравнений переноса (17) и квази-диффузии (18) определяется величина осредненного потока W .

Этап 4. По известным газодинамическим параметрам ρ_i^{j+1} , $(db/dt)_{i+1/2}^{j+1}$ и значениям G_i , $\varepsilon_{i+1/2}^j$ из неявной итерационной схемы (19) определяется значение температуры в газовой среде.

Для повышения точности и устойчивости все рассмотренные циклы включались в общий внешний цикл, включающий уравнения (11-20). Число итераций в этом цикле не превышает 2-х.

Оценка погрешности при расчетах производилась в норме C , т.е. окончание итерационных процессов во всех циклах осуществлялось при выполнении условия $\|y^{s+1} - y^s\|_C \leq \varepsilon_1 \|y^s\|_C + \varepsilon_2$ где $\varepsilon_1 = 10^{-4}$, $\varepsilon_2 = 10^{-5}$ - относительная и абсолютная погрешности.

Оптимальное значение шага τ определялось с помощью методических расчетов, на основании которых был предложен следующий алгоритм автоматического выбора шага интегрирования.

Шаг остается неизменным, если число итераций удовлетворяет условиям: $[(5-6) \leq k \leq (10+12)] \cup [1 \leq \ell \leq (10-12)]$. Если число итераций $k < (5+6)$, то шаг увеличивается в $(1, 1+1, 2)$ раза. Если одно из чисел $k, \ell > (10+12)$ шаг уменьшается в 2 раза.

Кроме того, величина τ сверху ограничивалась параметром Куранта $\tau \leq \tau_k/2$.

Отметим вычислительные особенности предложенного алгоритма:

I. При $M=1$ задачи теплопроводности (I) и газовой динамики не зависят друг от друга (в принципе их можно рассматривать отдельно) и итерационный процесс во внутреннем цикле сходится за одну итерацию $\ell = 1$. Число внешних итераций также невелико $k = 1+2$. Шаг интегрирования непрерывно растет

и ограничивается только из соображений допустимой погрешности.

При отклонении M от единицы $M < 1$ задачи теплопроводности и газовой динамики взаимосвязаны. Шаг при этом значительно уменьшается, число итераций K и ℓ растет, и, как правило, при оптимальном γ не бывает ниже 4.

2. Задача чувствительна к изменению величин G_s и W_s , что с одной стороны сильно ограничивает шаг интегрирования, а с другой приводит к тому, что в радиационном блоке уравнение переноса излучения пересчитывается через 2-5 шагов.

§ 5. Анализ результатов расчетов.

Рассмотрим качественную картину решений задачи при использовании обеих моделей испарения.

На рис.1, 2 представлены зависимости от времени основных параметров на разрыве. Зависимости на рис.1 соответствуют модели испарения с кнудсеновским слоем, на рис.2 - модели с изотермическим скачком.

Результаты расчетов показали, что в доиспарительной ситуации решения полностью совпадают. Начало испарительного процесса протекает примерно одинаково. К моменту времени $t = 9,3 \cdot 10^{-11}$ на внешней стороне разрыва основные величины имеют некоторое количественное отличие. В модели с кнудсеновским слоем:

$$\begin{aligned} T_s &= 0,366 \text{ эв}, & P_H &= 66,3 \text{ атм}, & \rho_H &= 5,1 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3, \\ v_s &= 1,22 \text{ м/с}, & T_0 &= 0,245 \text{ эв}, & \rho_0 &= 1,56 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3, \\ P_0 &= 13,66 \text{ атм}, & u_0 &= u_c = 1,207 \text{ км/с}, & m &= 4,9 \cdot 10^{-12} \text{ г/см}^2 \end{aligned}$$

в модели с изотермическим скачком:

$$\begin{aligned} T_s &= T_0 = 0,369 \text{ эв}, & P_H &= 71,2 \text{ атм}, & \rho_s &= 1,54 \text{ г/см}^3; \\ v_s &= 1,95 \text{ м/с}, & P_0 &= 26,7 \text{ атм}, & \rho_0 &= 2,02 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3; \\ u_0 &= 1,48 \text{ км/с}. \end{aligned}$$

Однако в дальнейшем картина решений начинает резко отличаться. В первую очередь это обусловлено тем обстоятельством, что в задаче с изотермическим скачком $T_s = T_0$, а в задаче с кнудсеновским слоем при $M = 1$ $T_0 = 0,67 T_s$. Известно, что коэффициент поглощения лазерного излучения в области первой ионизации экспоненциально зависит от температуры и таким обра-

зом, условия прохождения излучения сквозь пар резко изменяются в зависимости от используемой модели, что и вызывает качественные отличия в динамике процессов испарения и образования плазмы. Для сравнения приведем значения параметров на разрыве в момент времени $t = \text{Inс}$. Модель с кнудсенсовским слоем:

$$T_s = 0.567 \text{ эв}; \quad P_n = 1,577 \cdot 10^3 \text{ атм}, \quad \rho_n = 1,93 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3, \quad v_s = 91,2 \text{ м/с}, \\ T_0 = 0.380 \text{ эв}, \quad P_0 = 3,25 \cdot 10^2 \text{ атм}, \quad \rho_0 = 5,96 \cdot 10^{-2} \text{ г/см}^3, \quad U_0 = 1,5 \text{ км/с}, \quad M = 1.$$

Модель с изотермическим скачком:

$$T_s = T_0 = 0.625 \text{ эв}, \quad P_n = 2,445 \cdot 10^3 \text{ атм}, \quad \rho_n = 0.854 \text{ г/см}^3; \quad v_s = -106,1 \text{ м/с}, \\ m = 2,810^{-6} \text{ г/см}^2; \quad P_0 = 9,17 \cdot 10^2 \text{ атм}, \quad \rho_0 = 4,18 \cdot 10^{-2} \text{ г/см}^3, \quad U_0 = 1,82 \text{ км/с};$$

Здесь различия уже существенны, особенно в температуре на внешней стороне разрыва T_0 . Это приводит к качественному изменению решения в модели испарения ($\bar{x}, t, 0$). В момент времени $t = 1,46$ нс происходит оптический пробой паров металла, определяемый резким возрастанием температуры в газовой среде T_p , причем $T_p > T_0$. Момент пробоя в этой модели совпадает с максимальным значением температуры поверхности T_s и давления насыщения P_n (рис.2):

$$T_s = T_0 = 0.650 \text{ эв}, \quad P_n = 3,242 \cdot 10^3 \text{ атм}, \quad \rho_n = 0.76 \text{ г/см}^3, \quad v_s = 136,0 \text{ м/с} \quad m = 7,3 \cdot 10^{-6} \text{ г/см}^2 \\ \rho_0 = 1,216 \cdot 10^3 \text{ атм}, \quad \rho_0 = 5,26 \cdot 10^{-2} \text{ г/см}^3, \quad U_0 = 1,83 \text{ км/с}.$$

В модели с кнудсеновским слоем максимальное значение температуры поверхности достигается при $t = 4,61$ нс:

$$T_s = 0.63 \text{ эв}, \quad P_n = 2,84 \cdot 10^3 \text{ атм}, \quad \rho_n = 0.382 \text{ г/см}^3, \quad v_s = 231 \text{ м/с}, \quad m = 6,2 \cdot 10^{-5} \text{ г/см}^2, \\ T_0 = 0.42 \text{ эв}, \quad P_0 = 5,88 \cdot 10^2 \text{ атм}, \quad \rho_0 = 0,118 \text{ г/см}^3, \quad U_0 = 1,58 \text{ км/с}, \quad M = 1,$$

а затем уменьшается из-за выноса энергии потоком пара.

Оптический пробой в этой модели начинается в момент времени $t = 7,1$ нс и характеризуется значениями величин (Рис.1):

$$T_s = 0,576 \text{ эв}, \quad P_n = 1,724 \cdot 10^3 \text{ атм}, \quad \rho_n = 6,68 \cdot 10^{-2} \text{ г/см}^3, \quad v_s = 104,6 \text{ м/с}, \\ T_0 = 0,39 \text{ эв}, \quad P_0 = 3,61 \cdot 10^2 \text{ атм}, \quad \rho_0 = 6,7 \cdot 10^{-2} \text{ г/см}^3, \quad U_0 = 1,5 \text{ км/с}, \quad m = 10^{-5} \text{ г/см}^2, \quad M = 1.$$

Образование плазменного облака, непрозрачного для лазерного излучения, в обеих моделях приводит к прекращению испарения. Однако механизм заширания процессов испарения принципиально различен. Если в модели с изотермическим скачком испарение прекращается из-за сильного уменьшения температуры T_s , вызванного плазменной экранировкой поверхности:

$$T_s = T_0 = 0.12 \text{ эв}, \quad P_n = 8 \cdot 10^{-2} \text{ атм}, \quad \rho_n = 2,247 \text{ г/см}^3, \quad v_s = v_0 = 0, \quad m = 3 \cdot 10^{-5} \text{ г/см}^2,$$

то в модели с кнудсеновским слоем запырание испарения происходит по давлению. Это означает следующее. Поглощение лазерного излучения ионизованными парами с одной стороны приводит к снижению интенсивности G_s , а следовательно к уменьшению величин T_s , P_n , P_o (рис. I), а с другой - вызывает интенсивный разогрев паров и, как следствие, сильное увеличение давления в газовой среде P_p . Увеличение давления P_p вызывает дополнительное торможение потока испаряющегося вещества. Значение $M = u_o/u_c$ быстро спадает от 1 до 0. Формально значению $M = 0$ соответствует прекращение испарения, несмотря на то, что температура поверхности T_p еще сравнительно высока ~ 0.3 эв. Минимальные значения параметров на поверхности наблюдаются при

$$t = 16.1 \text{ нс:}$$

$$T_s = 2,68 \text{ эв, } P_n = 3.4 \text{ атм, } \rho_n = 3,6 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3, u_s = 1,8 \text{ м/с, } m = 1,12 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^2,$$

$$T_o = 2,82 \text{ эв } P_o = 4,4 \text{ атм, } \rho_o = 4,4 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3, u_o = -161 \text{ м/с, } M = -0,125.$$

Зона поглощения лазерного излучения сдвигается по пространству навстречу источнику и поток W_s на поверхности продолжает уменьшаться из-за увеличения оптической толщины плазмы. Уменьшение G_s вызывает уменьшение температуры T_s и давления насыщения $P_n(T_s)$. Разогрев паров приводит к повышению давления плазмы P_p . В результате неравенство $P_o < P_p$ увеличивается и приводит к росту отрицательного значения параметра M $M_{\text{max}} = -0,74$ рис. I. Отрицательным значением M соответствует ситуация, когда газодинамический поток меняет свое первоначальное направление и направляется на стенку, где должна протекать конденсация пара. В математическую модель (I-6), (7-9) процессы конденсации не включены, и поэтому предполагалось (не вполне корректно, т.е. процесс конденсации также неравновесен и протекает сложным образом), что поверхности достигает и полностью осаждается там поток $\rho_p u_o$,

где ρ_p - плотность паров в первом от стенки счетном интервале. С этой целью уравнение (7) заменялось уравнением $\rho_p u_s = \rho_p u_o$.

Разогрев паров (до $\sim 9,5$ эв) сопровождается сильным газодинамическим разлетом. Под суммарным воздействием нагрева и разлета плазма становится прозрачной для собственного излучения и поверхности достигает возрастаний во времени радиационный поток W_s . Максимальная величина потока $W_{s \text{ max}} = 5,3 \cdot 10^7$ вт/см² по модели (7-9) и $7,1 \cdot 10^7$ вт/см² по модели (7, 10), т.е.

$\sim 10\%$ от величины источника G'_0 .

Воздействие потока W_S в обеих моделях испарения сказывается одинаково, приводит к росту температуры поверхности T_S . Однако, дальнейшее описание процессов испарения моделями (7-9) (7,10) качественно отличается.

В модели с Кнудсоновским слоем рост температуры T_S , вплоть до значения $0,52 \text{ эВ}$, к возобновлению испарения не приводит до тех пор, пока давление P_H ниже давления в плазме P_P и $M < 0$. С ростом T_S растут $P_H(T_S)$ и P_0 , отрицательное значение M уменьшается и в момент времени $t = 60,8 \text{ нс}$ проходит через нулевое значение, открывая новый период испарения, соответствующий положительным значениям M и неравенству $P_H > P_D > P_P$.

Второй период испарения также характеризуется наличием максимума параметров на разрыве:

$t = 75,1 \text{ нс}$:

$$T_S = 0,57 \text{ эВ}, \quad P_H = 1,579 \text{ атм}, \quad P_D = 0,194 \text{ г/см}^3, \quad v_S^2 = 28,3 \text{ м/с}, \quad m = 1,33 \cdot 10^{-23} \text{ г}$$

$$T_0 = 0,55 \text{ эВ}, \quad P_0 = 1,373 \text{ атм}, \quad P_D = 0,174 \text{ г/см}^3, \quad U_0 = 918 \text{ км/с}, \quad M = 7,3 \cdot 10^2$$

Поток испаряющегося вещества приводит к увеличению оптической толщины газовой среды, что вызывает ослабление потока W_S и понижение величин T_S и $P_H(T_S)$. Положительные значения параметра M убывает и в момент времени $t = 101 \text{ нс}$ M проходит через нулевое значение и снова становится отрицательным. В дальнейшем до окончания импульса излучения $\tau = 1 \text{ мкс}$ M остается отрицательным ($M \sim -0,05$), а $P_H \leq P_P$.

Совершенно иной характер носит решение задачи при использовании модели испарения с изотермическим скачком.

Экранировка парами поверхности металла вследствие полного поглощения в них лазерного излучения вызывает понижение температуры T_S до значений $T_{S \text{ мин}} = 0,12 \text{ эВ}$, значительно более низких, чем температура кипения алюминия $T_{\text{кин}} = 0,24 \text{ эВ}$ в нормальных условиях. Это приводит к практическому прекращению испарения, но определяется оно исключительно температурой поверхности и совершенно не учитывает давление в газовой среде.

Соответственно и при разогреве поверхности потоком собственного излучения W_S развитие испарения начинается сразу же по достижении температуры кипения $T_{\text{кин}}$ при 1 атм , независимо от значения давления в плазме P_P , и продолжается до конца им-

пульса излучения $\tau = 1$ мкс, Полное игнорирование динамики плазмы при этом в условиях (7, 10) приводит к нарушению физических законов. Испарение вещества происходит из области с более низкими значениями давления, плотности и температур в область, где значения этих параметров значительно выше, т.е. в условиях, когда имеет место неравенства $P_0 < P_p$, $T_0 < T_p$, $\rho_0 < \rho_p$, рис.3-4.

Для сравнения на рис.5-6 для тех же моментов времени приведены пространственные характеристики плазмы, полученные с использованием модели (7-9).

Существенно различные режимы испарения по моделям (7-9) и (7, 10) приводят к существенным различиям в характеристиках плазмы. Для сравнения на рис.7-8 приведены пространственные зависимости основных параметров плазмы $t = 1$ мкс, рассчитанных с использованием обеих моделей испарения.

Наиболее заметное отличие наблюдается в количестве испаренной массы. На рис.9 приведены зависимости $m(t)$, кривая (1) соответствует модели с кнудсеновским слоем, кривая 2 - модели с изотермическим скачком. Из кривых следует, что масса испаренного вещества с использованием модели (7, 10) примерно на порядок выше.

Качественные различия решений для моделей (7-9) и (7,10) наблюдаются и после отключения лазерного излучения $\epsilon_c = 0$ при $t > 1$ мкс. В модели с кнудсеновским слоем после отключения источника ϵ_c испарения по-прежнему нет, $M < 0$ а $\rho_n < \rho_p$. Пространственные характеристики плазмы на момент времени $t = 2$ мкс приведены на рис.10.

В модели с изотермическим скачком испарение продолжается и после отключения лазерного излучения (под воздействием потока W_3). При этом испарение по-прежнему происходит из области с низким давлением в область с более высоким, $P_0 < P_p$, что и вызывает осцилляцию решений вблизи поверхности, рис.11.

Из сравнения кривых на рис.10-11 следует, что остывание плазменного облака в модели (7-9) происходит гораздо медленнее, так как масса его много больше, чем масса плазмы по модели (7, 10).

Заключение

Режим испарения в условиях возникновения вблизи поверхности лазерной плазмы характеризуется величиной параметра M отличной от единицы и в силу этого качественно отличается от режимов испарения, в том числе и доплазменного, где $M = 1$.

Расчеты показали, что:

- 1) Число Маха на внешней стороне Кнудсеновского слоя не может задаваться фиксированной величиной, а должно определяться в ходе решения задачи;
- 2) Модель с изотермическим скачком в силу ее внутренней противоречивости нельзя использовать для моделирования процессов испарения в режимах с $M < 1$.

Литература

1. Романов Г.С., Пустовалов В.К. Разлет вещества от интенсивно испаряющейся поверхности металла. - Изв. АН БССР, 1967, № 4, 84-95.
2. Анисимов С.И. Об испарении металла, поглощающего лазерное излучение. - ЖЭТФ, 1968, т.54, № 1, 339-342.
3. Анисимов С.И., Имас Я.А., Романов Г.С., Ходыко Ю.В. Действие излучения большой мощности на металлы. - М., Наука, 1970.
4. Knight C.J. Theoretical Modeling of Rapid Surface Vaporization with Back Pressure. - AIAA Journal, 1979, v.17, N 5, p.519-523.
5. Афанасьев Ю.В., Крохин Ю.Н. Испарение вещества под действием излучения лазера. - ЖЭТФ, 1967, т.52, вып.4, 966-975.
6. Афанасьев Ю.В., Крохин Ю.Н. Газодинамическая теория воздействия излучения лазера на конденсированные вещества. - Квантовая радиофизика. Труды Физ. ин-та им.П.Н.Лебедева, т.52, 118-170.
7. Виленская Г.Г., Немчинов И.В. Явление вспышки поглощения излучения ОКГ и связанные с ним газодинамические эффекты. - ДАН СССР, 1969, т.186, № 5, 1048-1051.
8. Немчинов И.В., Попов С.П. Экранировка поверхности, испаряющейся под действием излучения оптического квантового генератора, при температурной и ионизационной неравновесности. - ПМТФ, 1971, № 5, 35-44.
9. Романов Г.С., Тетерев А.В. Нестационарное осесимметричное движение газа при энерговыделении у его поверхности. Численное решение. - Докл. АН БССР, 1976, т.XX, № 8, 691-694.
10. Романов Г.С., Станкевич Ю.А. Расчет нестационарных осесимметричных плазменных факелов в режиме световой детонации. - Докл. АН БССР, 1977, т.XXI, № 6, 503-506.
11. Романов Г.С., Станкевич Ю.А. Численное моделирование газодинамических процессов, протекающих при действии лазерного излучения умеренной плотности потока на металлическую преграду в воздухе. - ФГВ, 1981, т.17, № 6.
12. Бонч-Бруевич А.М., Зинченко В.И. и др. Теоретическое и экспериментальное изучение светорознойной плазмы в режиме развитого поглощения. - ЖТФ, 1981, т.51, в.5, 919-924.

13. Бергельсон В.И., Голубь А.П., Немчинов И.В., Попов С.П. Образование плазмы в слое паров, возникших под действием излучения ОКГ на твердое тело. - Квантовая электроника, 1973, № 4(16), 20-27.
14. Голубь А.П., Маркович И.Э., Немчинов И.В., Петрухин А.И. и др. Исследование нестационарного разогрева и испарения металлов и образования поглощающего слоя плазмы под действием лазерного излучения. - Деп. ВИНТИ № 3300-79, 1979.
15. Бергельсон В.И., Немчинов И.В. Параметры плазмы, образующейся под действием микросекундных импульсов излучения лазеров на алюминиевую преграду в вакууме. - Квантовая электроника, 1978, т.5, № 10, 2123-2131.
16. Голубь А.П., Немчинов И.В., Петрухин А.И. и др. Испарение металлов импульсом лазерного излучения и образование экранирующего плазменного слоя. - ЖТФ, 1981, т.51, № 2, 316-323.
17. Лохныгин В.Д., Самохин А.А., О роли плазмы в процессе развитого испарения металлов под воздействием излучения. ТВТ, 1977, 15, 1152-1157.
18. Мойжес Б.Я., Немчинский В.А. Формирование струи при испарении в вакуум. - ЖЭФ, 1982, т.52, № 4, 684-689.
19. Самохин А.А. Влияние эрозивной плазмы на кинетику испарения вещества под действием излучения. - КСФ, 1983, № 2, 46-50.
20. Фортвов В.Е., Дремин А.Н., Леонтьев А.А. Оценка параметров критической точки. - ТВТ, 1975, т.13, № 5, 1072-1080.
21. Иванов Б.Н. Теплофизические свойства жидких и твердых вольфрама, меди, алюминия, олова и свинца. - ТВТ, 1969, т.7, № 5, 898-905.
22. Таблицы физических величин. /Справочник под ред. И.К.Киконова. М.: Атомиздат, 1976/.
23. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. /Справочник под ред. В.П.Глушко, М.: Наука, 1981, т.3, № 1, 92.
24. Калиткин Н.Н., Ритус И.В., Миронов А.М. Ионизационное равновесие с учетом вырождения электронов. Препринт ИПМ № 46, 1983.
25. Степанов К.Л., Боровик Ф.Н. и др. Непрерывные спектры поглощения алюминиевой плазмы. - Опт. и спектр. 1982, т.52, № 4, 614-621.

26. Романов Г.С., Степанов К.Л., Сыркин М.И. Оптические свойства высокотемпературной плазмы алюминия. — *Опт. и спектр.*, 1982, т.53, № 4, 642–648.
27. Самарский А.А. Теория разностных схем. — М., Наука, 1977.
28. Самарский А.А., Моисеенко Б.Д. Экономичная схема сквозного счета для многомерной задачи Стефана. — *ЖВМ и МФ*, 1965, т.5, № 5, 816–827.
29. Харлоу Ф.Х. Численный метод частиц в ячейках для задач гидродинамики. Сб. Вычислительные методы в гидродинамике. Под ред. Олдера Б., Фернбаха С., Роттенберга М., М.: Мир, 1967, 316–346.
30. Герасимов Б.П., Семушин С.А. Расчет на неподвижной Эйлеровой сетке обтеканий тел изменяющейся формы. Дифференциальные уравнения, 1981, ХУП, № 7, 1214–1221.
31. Гольдин В.Я. Квазидиффузионный метод решения кинетического уравнения. *ЖВМ и МФ*, 1964, № 6, 1078–1084.
32. Филиппичев Д.С., Четверушкин Б.Н. Об одном способе осреднения уравнений диффузионного типа по энергиям фотонов. — *ЖВМ и МФ*, 1976, № 6, 1601–1603.
33. Четверушкин Б.Н. Решение одномерных задач радиационной газовой динамики. Препринт ИГиМ, 1978, № 44.
34. Куликов Ю.Н., Четверушкин Б.Н. Неявный разностный метод определения температуры в задачах радиационной газовой динамики. *ЖВМ и МФ*, 1973, т.13, № 1, 136–146.
35. Самарский А.А., Попов Ю.П. Разностные схемы газовой динамики. — М.: Наука, 1975.
36. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. М., Наука, 1977.

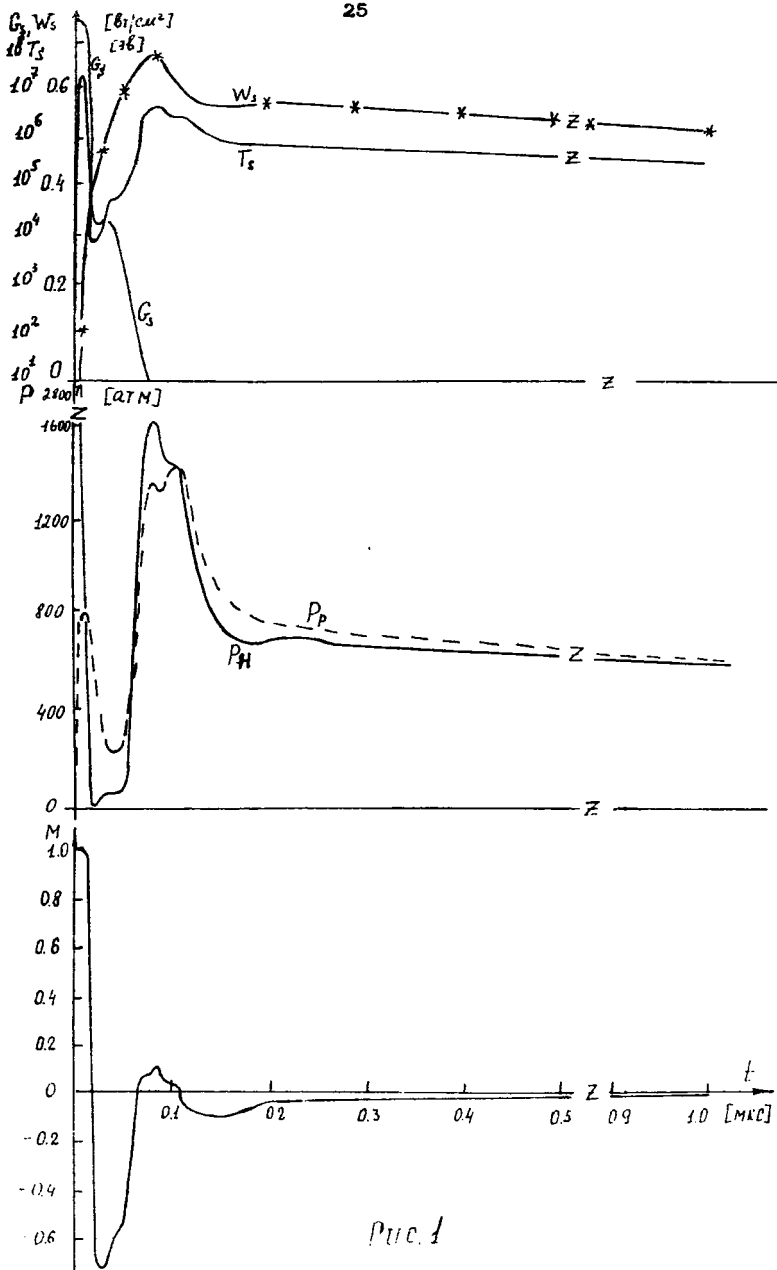
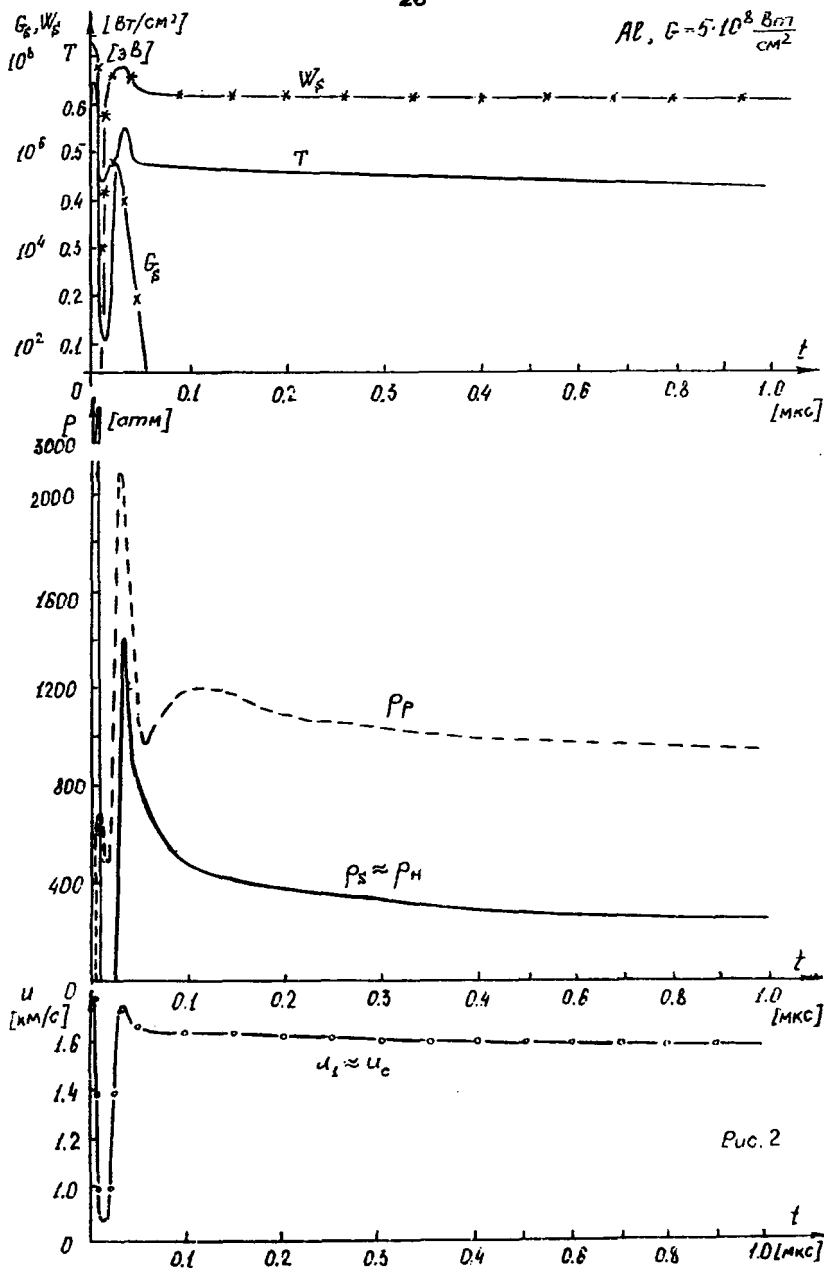
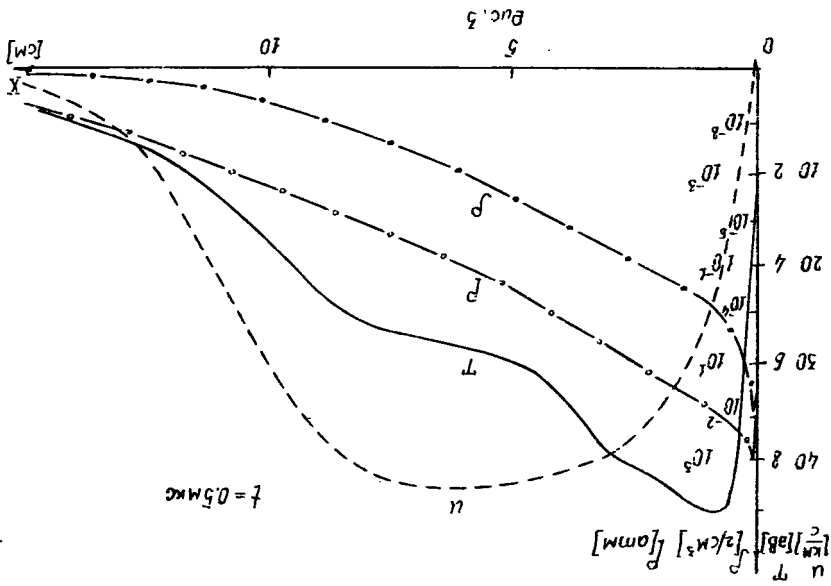
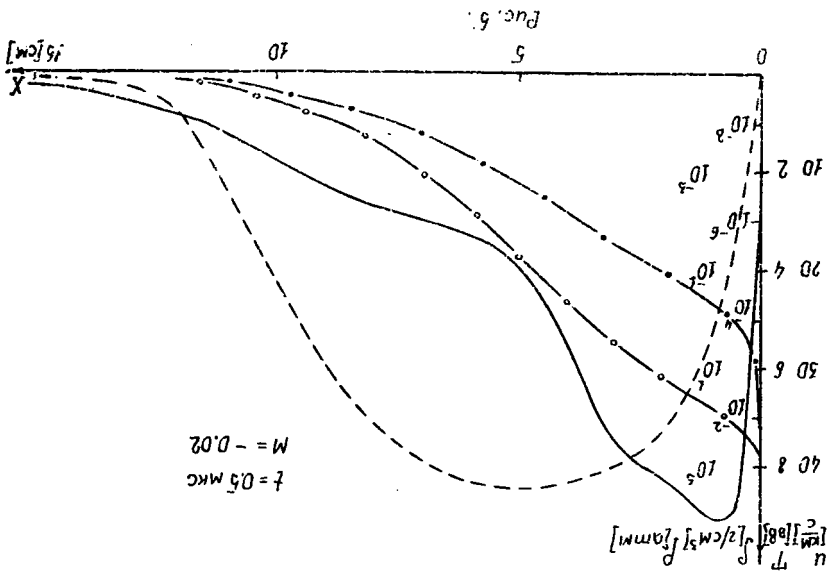


Рис. 1





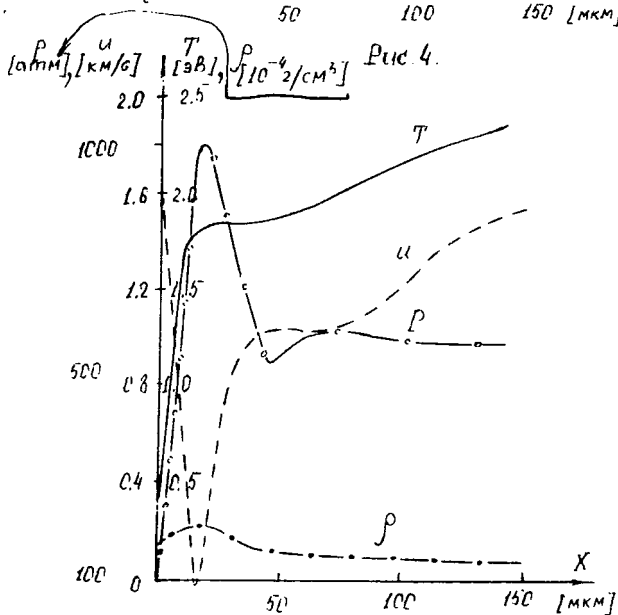
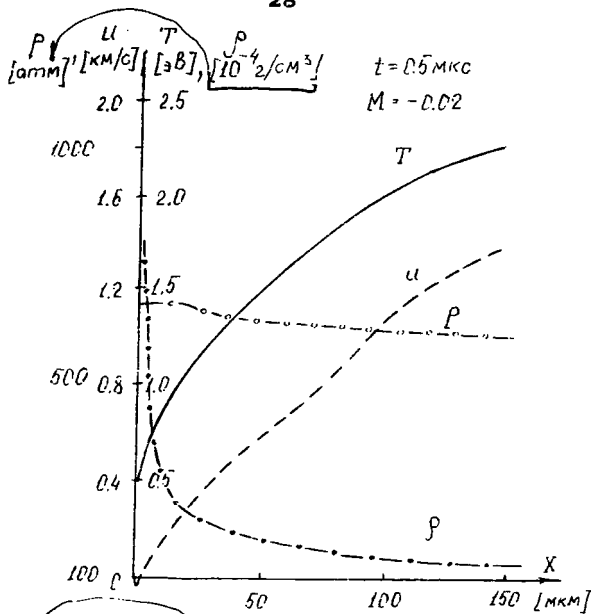


Рис. 6.

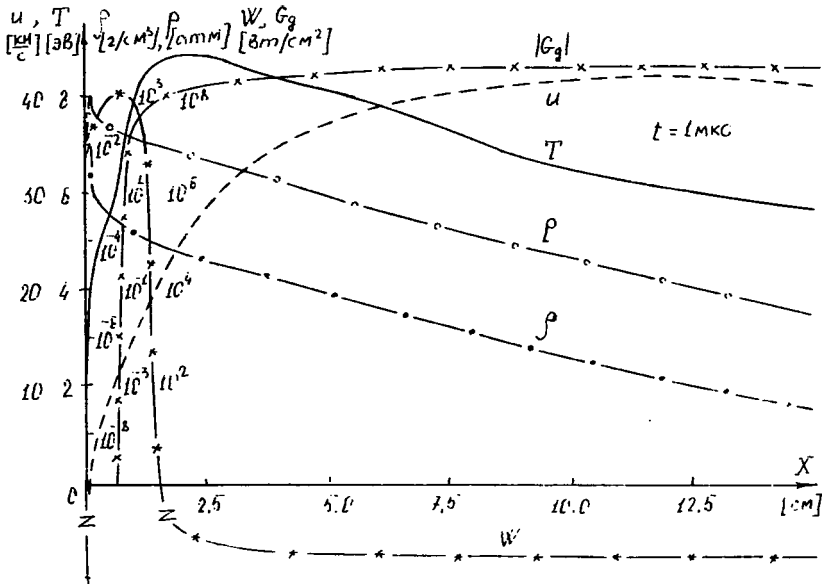


Рис. 7

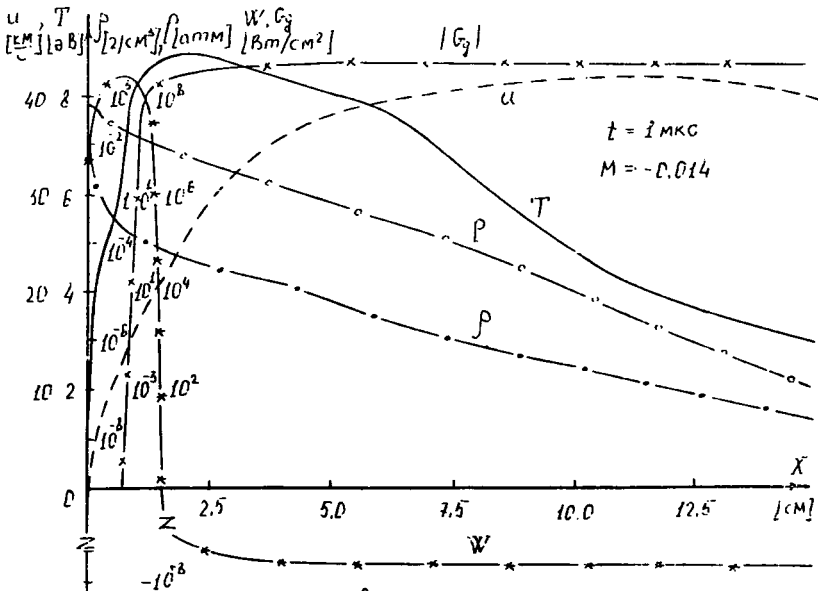
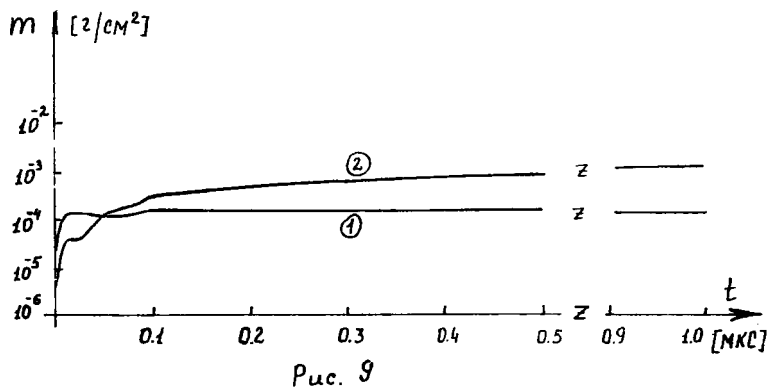


Рис. 8



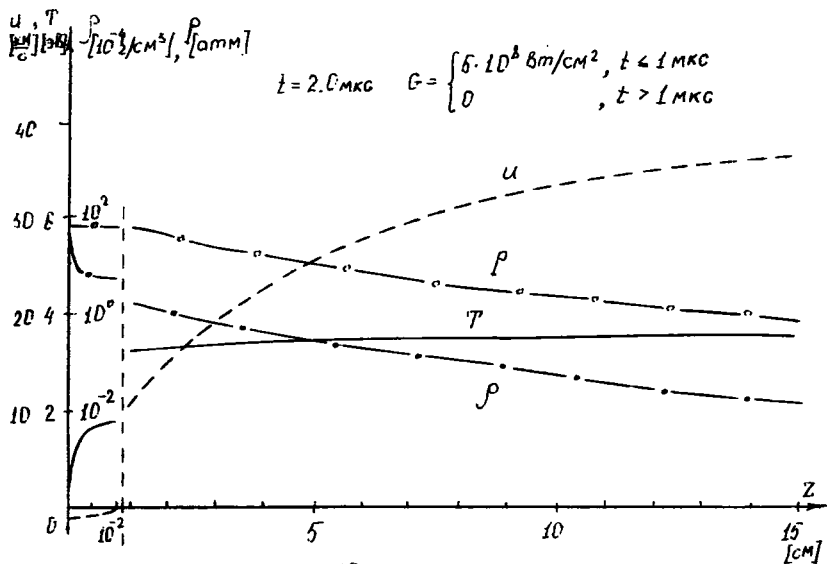


Рис. 10.

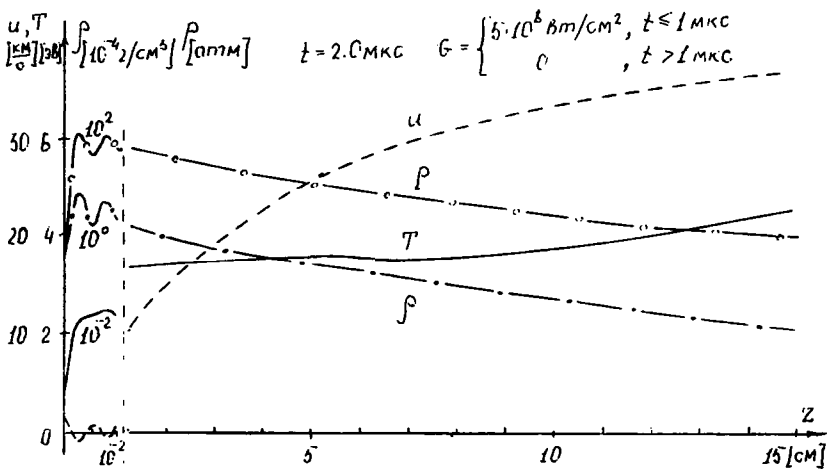


Рис. 11.