

УДК 533.6.011

© 1994 г. А. А. АБРАМОВ, А. С. КРАВЧУК

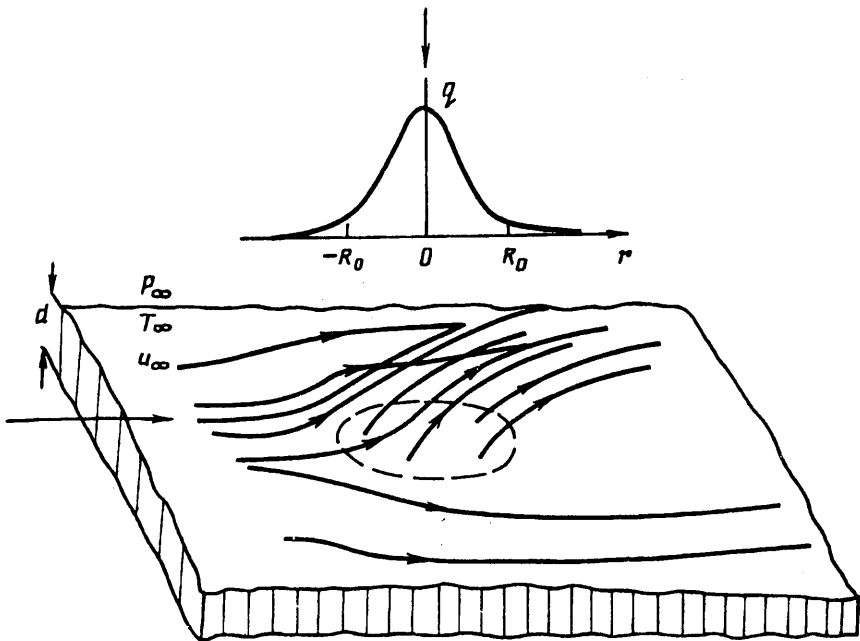
ДЕЙСТВИЕ ТЕПЛОВОГО ИМПУЛЬСА НА ПОВЕРХНОСТЬ В ТАНГЕНЦИАЛЬНОМ ПОТОКЕ

На основе уравнений Эйлера в газовой фазе и уравнения теплопроводности в твердом теле решена трехмерная нестационарная задача о воздействии на алюминиевую пластину конечной толщины в сносящем потоке воздуха локализованного импульсного излучения. Процесс воздействия сопровождается интенсивным испарением материала пластины и последующей, после прекращения действия импульса излучения, интенсивной конденсацией на поверхности паров и частиц конденсата алюминия. Задача решается в предположении отсутствия экранировки поверхности продуктами ее разрушения и в пренебрежении процессами собственного излучения газа. Проведено исследование действия теплового импульса интенсивностью $q = 10^6 - 10^7$ Вт/см² и длительностью $t_i = 10^{-4}$ с. Рассчитаны различные режимы воздействия и выявлено влияние определяющих параметров на силовые характеристики и величину уноса массы материала мишени. При решении газодинамической задачи использовался нетрадиционный подход, основанный на идее статистического моделирования движения невязкого нетеплопроводного газа на кинетическом уровне. Дается обоснование привлечения данного подхода к решению такого класса задач.

В последнее время большое внимание уделяется вопросам обтекания тел, испаряющихся под действием тепла, подводимого к обтекаемой поверхности. Если подвод тепла ограничивается теплопроводностью в газовой фазе, то процесс испарения слабый, т. е. нормальная компонента средней скорости к поверхности много меньше тепловой. В случае подвода энергии внешним источником (например, лазерным излучением) диффузионные процессы в газовой фазе ограничивают подвод энергии к испаряемой поверхности, нормальная компонента скорости продуктов разрушения может стать порядка тепловой скорости молекул (нормальное число Маха порядка единицы), т. е. процесс испарения становится сильным. Разрушение поверхности тепловым воздействием может вызвать, например, изменение аэродинамики летательного аппарата. Применение лазеров для обработки материалов также обуславливает необходимость подобных исследований.

Имеется большое количество работ, посвященных исследованию процессов испарения материалов под действием интенсивного лазерного излучения [1—2]. Рассматривались как одномерные, так и двумерные задачи с учетом экранировки поверхности продуктами распада и образующейся плазмы. На основе решения кинетического уравнения переноса излучения рассчитывался перенос собственного и лазерного излучения в окружающей мишень среде [3—4].

В литературе не удалось найти расчетных работ, посвященных исследованию воздействия импульсного лазерного излучения на поверхность мишени, вдоль которой течет газ. В этом случае приходится решать трехмерную нестационарную задачу как в газовой фазе, так и в твердом теле. Обдув поверхности влияет на газодинамику разлета продуктов разрушения, а после прекращения действия лазерного импульса оказывает сносящее воздействие на облако паров и частиц конденсата. Вследствие обдува процесс интенсивной конденсации происходит вне области облучения мишени (на более холодной поверхности).



Фиг. 1

1. Пусть однородный поток газа (воздуха) с параметрами T_∞ , P_∞ , u_∞ движется вдоль плоской бесконечной пластины толщиной d (фиг. 1), температура которой в начальный момент времени ($t=0$) равна T_∞ . В момент времени $t > 0$ на поверхность в течение интервала времени t_i начинает действовать лазерное излучение с гауссовским распределением интенсивности по сечению луча $q = q_0 \exp(-r^2/R_0^2)$, $q_0 = \text{const}$. Для простоты считаем, что все попавшее на поверхность излучение поглощается, т. е. фактически q — поглощаемое поверхностью излучение внешнего источника. Требуется рассчитать развитие процесса нагрева и характер разрушения материала облучаемого образца с учетом взаимодействия продуктов разрушения с набегающим потоком воздуха.

Следуя [1], были сделаны следующие упрощения. Во-первых, рассматривались мощности $q = 10^6 - 10^7$ Вт/см² и времена воздействия $t_i = 10^{-5} - 10^{-4}$ с, при которых можно пренебречь поглощением подводимого излучения в продуктах разрушения пары — конденсат (бесплазменный режим). Это справедливо, как показывают оценки, например, для паров алюминия при мощности подводимого излучения $q < 5 \cdot 10^6$ Вт/см² для лазеров с длинами волн $l < 2$ мкм, т. е. со смещением в сторону видимого диапазона длин волн. Во-вторых, как и в [1], считалось, что частицы конденсата паров материала мишени находятся в скоростном и термодинамическом равновесии с окружающим газом. Количество образованного конденсата определялось из условия, что пары находятся на адиабате насыщения, т. е. между давлением пара P и его температурой T , если в данной точке потока имеется конденсат, имеет место соотношение

$$P = P_0 \exp \left[\frac{\mu L_v (1 - T/T_0)}{RT_0} \right]$$

где μ — молекулярная масса, L_v — скрытая теплота парообразования, T_0 — значение температуры паров, соответствующее давлению насыщения P_0 . Например, для алюминиевой мишени имеем $L_v = 10\,875$ Дж/г, $T_0 = 2790$ К, $P_0 = 10^5$ Па. Если частиц конденсата в данной точке потока нет, то пар не насыщен и имеет давление меньше давления насыщенного пара при данной температуре.

Простейшие оценки показывают, что за время действия импульса можно пренебречь изменением формы мишени в процессе воздействия. Поэтому при проведении расчетов в газодинамической области межфазная граница считалась плоской. На межфазной границе ставится условие баланса энергии

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} = q - \rho_v v L_v - \Delta Q$$

где $\rho_v v$ — поток паров алюминия.

При подводимых мощностях ($q \approx 10^6 - 10^7$ Вт/см²) потери энергии на излучение $\approx \sigma T^4 \ll q$ и для испаряющейся поверхности ($v > 0$) принималось $\Delta Q = 0$. В случае конденсации паров и частиц конденсата на поверхность ($v < 0$) имеем

$$\Delta Q = \rho_1 v_1 \left[c_1 (T_1 - T_w) + \frac{V^2}{2} \right]$$

где ρ_1 , c_1 — плотность и удельная теплоемкость жидкой фазы около поверхности, T_w — текущая температура поверхности мишени, T и V — температура и полная скорость прилетающих к мишени частиц конденсата или, в силу «вмороженности» частиц в поток, соответственно температура и скорость паров у поверхности. При написании выражения для ΔQ считалось, что падающие на поверхность

частицы конденсата прилипают к ней. Величина $y' = 0$, где $y' = y - \int_0^t v_1 dt$ определяет межфазную границу жидкость — пар. Граничное условие на обратной стороне пластины записывалось в виде

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=-d} = 0$$

Соотношение баланса энергии на межфазной границе связывает задачу о распространении тепла в образце с газодинамической задачей о движении испаренных продуктов и их взаимодействие с набегающим потоком воздуха. Если отвлечься от разницы между жидкой и кристаллической фазами внутри мишени, то процесс воздействия представится следующим образом. Сначала происходит процесс распространения тепла внутрь мишени и за время t_k температура ее поверхности непрерывно повышается от T_w до T_k — температуры кипения. При температуре поверхности образца T_k достигается соотношение $P_\infty = P_{sv}(T_k)$, где $P_{sv}(T)$ — давление насыщенных паров при температуре T . До момента времени t_k испарение вещества из данной точки поверхности не происходило и $v = 0$. Начиная с момента времени t_k включается механизм испарения, и необходимо решать сопряженную задачу о движении газов и распространении тепла в мишени. Простейшие оценки [1] времени нагрева алюминиевой пластины до начала испарения показывают, что t_k соизмеримо с рассматриваемыми величинами длительности импульса t_i , что и было подтверждено проведенными расчетами.

Считается, что в газовой фазе движение описывается уравнениями Эйлера, соответствующими модели невязкого нетеплопроводного газа. Движение газа представляет собой взаимодействие потока воздуха и продуктов распада мишени, состоящих из паров алюминия и замороженных в них частиц конденсата. Вблизи испаряющей (конденсирующей) газ поверхности имеется тонкий (в несколько длин пробега) слой Кнудсена, в котором происходит установление равновесной (максвелловской) функции распределения с макропараметрами, соответствующими граничным значениям макропараметров для газодинамической задачи, выставляемых на поверхности мишени. В масштабе внешней газодинамической задачи кнудсеновский слой сильного испарения (конденсации) газа поверхностью, с математической точки зрения, представляет собой линию, на которой имеются функциональные соотношения, связывающие параметры стенки и значения га-

зодинамических величин на «внешней» границе кнудсеновского слоя [5]. Например, в случае испаряющейся стенки имеем

$$\frac{T_s}{T_w} = F_1 \left(\frac{nv}{n_{ev} c_{T_w}} \right), \quad \frac{P_s}{P_{ev}} = F_2 \left(\frac{nv}{n_{ev} c_{T_w}} \right)$$

где индексом s обозначены параметры на «внешней» границе слоя Кнудсена или на «дне» газодинамической области. Здесь P_{ev} — давление насыщенных паров при температуре T_w , $c_{T_w} = (2RT_w)^{1/2}$, $n_{ev} = P_{ev}/kT_w$, u_s — тангенциальная составляющая компонента скорости. На неиспаряющейся части поверхности задается условие непротекания $v=0$. В случае сильной конденсации имеется одна связь

$$\frac{P_s}{P_{ev}} = F \left(\frac{nv}{n_{ev} c_{T_w}}, \frac{u_s}{c_{T_w}}, \frac{T_s}{T_w} \right)$$

Численное решение задачи находилось следующим образом. Интегрирование уравнения теплопроводности производилось на неподвижной сетке, не связанной с движением фронта испарения. Использовалась явная схема сквозного счета без явного выделения фазового перехода твердое тело — жидкость [6] первого порядка точности по времени и второго по пространственным переменным. Моделирование уравнений Эйлера, описывающих движение невязкого нетеплопроводного газа — воздуха и паров материала мишени, осуществлялось методом прямого статистического моделирования [7]. Моделирование движения частиц конденсата на этапе переноса выполнялось методом потоков [8], имеющим первый порядок точности по времени и пространству.

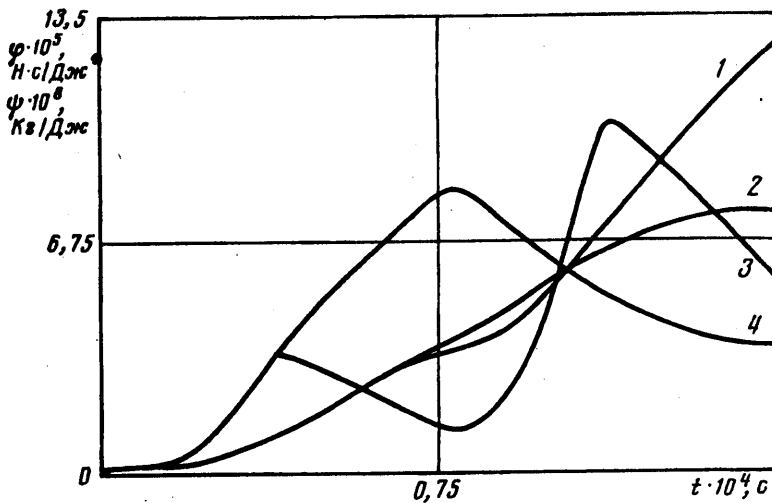
Привлечение статистического подхода для численного моделирования уравнений Эйлера обуславливалось несколькими причинами. Во-первых, дальнейшим усложнением постановки задачи на случай поглощения парами и частицами конденсата подводимого лазерного излучения и учетом процессов переноса собственного излучения в среде. В этом случае численное моделирование уравнения переноса собственного излучения совместно с уравнениями газовой динамики возможно проводить единым статистическим подходом, что упрощает решение задачи.

Во-вторых, привлечение статистического подхода целесообразно для задач, в которых знание физических констант, определяющих, например, физико-химические свойства, известно приближенно. В этом случае нет необходимости получать математическое решение задачи с высокой степенью точности, используя конечно-разностные методы, и вполне можно удовлетвориться точностью, задаваемой статистическим подходом. Применение метода прямого статистического моделирования к решению сложных задач позволяет наглядно на элементарном уровне рассматривать различные физические процессы. В этом случае при вычислении характеристик, являющихся интегралами от функции распределения молекул по скоростям с различными весовыми функциями от скоростей молекул, по сути происходит естественное взвешивание. При замене интегралов статистическими суммами по конечной выборке плотность распределения последней пропорциональна функции распределения.

В статистических подходах возможно привлечение различных весовых методов, что позволяет более точно рассмотреть интересующий нас физический канал и проанализировать его вклад в соответствующую макровеличину.

Применительно к рассматриваемой задаче использование метода прямого статистического моделирования обуславливалось также его простотой и тем, что нас в основном интересуют интегральные характеристики — передаваемый поверхности импульс и уносимая масса вещества. Данные характеристики вычисляются с хорошей точностью, поскольку являются интегралами от распределения макровеличин по поверхности мишени. В этом случае фактически статистическая сумма берется по значительно большей выборке, чем статистическая сумма при вычислении макровеличин в ячейке. Другие недостатки и достоинства статистического подхода обсуждались в [7].

Согласование газодинамической задачи и задачи о распространении тепла в образце проводилось следующим образом. Зная граничные значения для газодинамической и тепловой задач в момент времени t находим значения макровеличин в ячейках, прилегающих к поверхности в момент времени $t + \Delta t$. После этого решаем задачу о распаде произвольного разрыва с указанными функциональными



Фиг. 2

соотношениями на кнудсеновском слое сильного испарения или конденсации (в зависимости от знака скорости) и находим новую величину расхода материала, по которой затем выстраиваем новые граничные значения, и т. д.

2. Рассмотрим результаты численных расчетов воздействия лазерного излучения умеренной интенсивности (т. е. без поглощения излучения продуктами разрушения) на алюминиевую пластину толщиной $d = 0,5$ мм, вдоль которой движется воздух. Более толстые пластины не рассматривались, поскольку на данных режимах ($q = 10^6 - 10^7$ Вт/см²) за времена воздействия $t \approx 10^{-4}$ с тепловая волна не успевает достигнуть необлучаемой поверхности мишени. Предполагается, что импульс лазерного излучения имеет прямоугольный профиль во время действия и гауссовский профиль интенсивности по сечению луча. Во всех приводимых ниже расчетах характерный радиус луча принимался равным $R_0 = 4$ см.

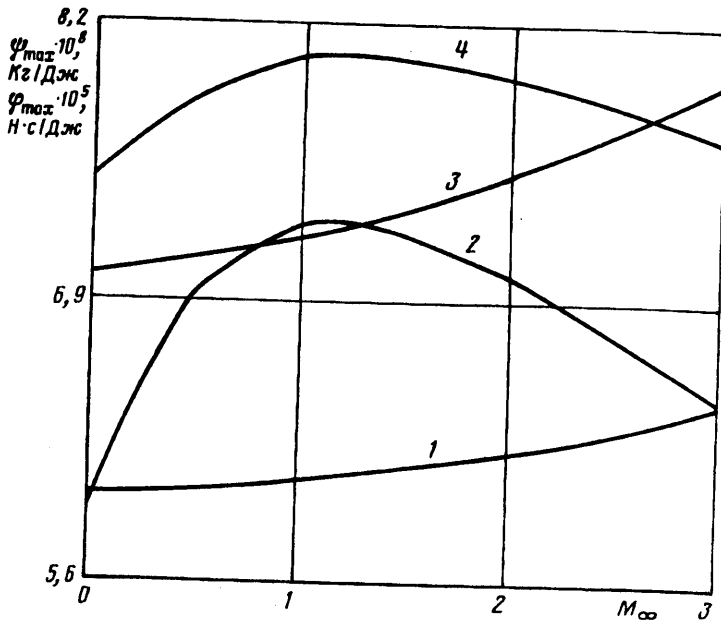
Воздействие лазерного излучения исследовалось при различных значениях числа Маха M_∞ набегающего потока и при различных значениях давления P_∞ во внешнем течении. Изучались нагрев поверхности, ее испарение, конденсация продуктов разрушения в потоке и на поверхности, движение газов, а также глубина разрушения поверхности в различных точках. При этом исследовалось развитие процесса как во время действия лазерного импульса, так и по его окончании (процесс конденсации). Зависимость удельного импульса воздействия на поверхность $\varphi(t)$ и величина $\psi(t)$, характеризующая унос массы за время воздействия, даются выражениями

$$\varphi(t) = E^{-1}(t) \int_0^t \int_s [(P_s - P_\infty) + \rho_s v_s^2] ds dt$$

$$\psi(t) = E^{-1}(t) \int_0^t \int_s \rho_s v_s ds dt$$

где $E(t) = \int_0^t \int_s q ds dt$ — подведенная энергия от внешнего источника излучения, индексом s обозначены значения макровеличин на поверхности мишени.

На фиг. 2 приведены (кривые 2 и 4) зависимости от времени величин φ и ψ для режима: $q_0 = 2 \cdot 10^6$ Вт/см², $t_1 = 0,75 \cdot 10^{-4}$ с, число Маха набегающего потока $M_\infty = 3$, температура и давление набегающего воздуха соответственно равны $T_\infty = 273$ К и $P_\infty = 10^5$ Па. В начальный момент времени температура поверхности



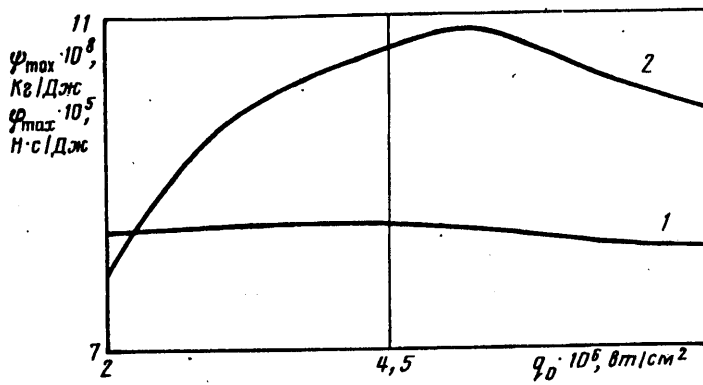
Фиг. 3

равна T_∞ и поэтому испарение происходит с задержкой, начиная с момента времени $t_k = 1,14 \cdot 10^{-5}$ с. Испарение начинается в центре пятна, где наибольшая интенсивность воздействия. По мере прогрева поверхности область испарения расширяется, происходит формирование ударной волны перед областью, занятой продуктами разрушения, и вниз по потоку образуется область разрежения. После прекращения действия лазерного излучения (в момент времени t_i) газы по инерции продолжают движение от мишени и у ее поверхности возникает волна разрежения, в результате чего еще некоторое время происходит испарение мишени и величина ψ возрастает. После этого начинается процесс конденсации газов и частиц конденсата на поверхность.

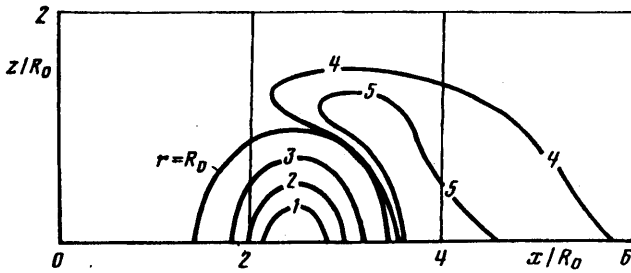
Из-за воздействия натекающего воздуха область интенсивной конденсации локализуется вниз по течению за пятном. Это отличается от воздействия без обдува, где за счет повышенного давления паров в облаке испаренного алюминия это облако расширяется и происходит имеющая радиальную симметрию интенсивная конденсация на холодные участки поверхности. Как видно из фиг. 2, после прекращения действия импульса излучения величина ψ продолжает увеличиваться. Это происходит за счет подводимого к поверхности импульса в результате процесса интенсивной конденсации паров и частиц конденсата алюминия.

Исследовалось действие двух одинаковых импульсов, действующих на одно и то же место поверхности и разделенных временным интервалом. Время действия импульсов $t_i = 0,375 \cdot 10^{-4}$ с, интервал между импульсами $\Delta t_i = 0,375 \cdot 10^{-4}$ с, остальные параметры те же, что и для предыдущего режима для одиночного импульса. Приведенные на фиг. 2 (кривые 1 и 3) расчеты показывают, что воздействие двумя импульсами оказывается более эффективным, чем одиночным, с точки зрения как силового воздействия, так и уноса массы. Во всех приводимых в настоящей работе расчетах режим квазистационарной теплопроводности не реализуется и задачи газодинамики и теплопроводности являются существенно нестационарными.

Проводилось исследование влияния параметров набегающего потока P_∞ и M_∞ на величины ψ и ϕ . На фиг. 3 приведены максимальные значения



Фиг. 4



Фиг. 5

Φ_{\max} и Ψ_{\max} за время $t = 1,5 \cdot 10^{-4}$ с. Кривые 1 и 2 соответствуют $P_{\infty} = 10^5$ Па, 3 и 4 — $0,5 \cdot 10^5$ Па. Интересно отметить немонотонное поведение величины Ψ_{\max} в зависимости от числа M_{∞} . Вблизи значения $M_{\infty} = 1$ имеется максимум величины Ψ_{\max} . Возрастание Ψ_{\max} при увеличении скорости обдува в дозвуковом режиме обуславливается увеличивающимся сносящим воздействием натекающего воздуха на продукты разрушения мишени. При переходе M_{∞} через скорость звука перед испаряющейся областью мишени формируется ударная волна, за которой увеличивается давление и тангенциальная скорость газа уменьшается. Это приводит к уменьшению расхода испаренного материала и, как следствие, к уменьшению Ψ_{\max} .

На фиг. 4 приведено влияние мощности подводимой энергии q_0 на величины Φ_{\max} (кривая 1) и Ψ_{\max} (кривая 2) за время $t = 1,5 \cdot 10^{-4}$ с для одиночного импульса при $M_{\infty} = 3$, $P_{\infty} = 10^5$ Па, $T_{\infty} = 273$ К, $t_i = 0,75 \cdot 10^{-4}$ с.

На фиг. 5 при $q_0 = 2 \cdot 10^6$ Вт/см² и тех же значениях остальных параметров, как и на фиг. 4, приведено распределение толщин Y испаренного и напыленного за счет конденсации по поверхности пластины материала в момент времени $t = 1,07 \cdot 10^{-4}$ с. Кривые 1—5 соответствуют линиям уровня $Y = -15, -10, -5, 0,5, 1$ мкм. Видно, что за счет сноса область конденсации испаренного за время действия импульса материала локализована вниз по потоку за пятном.

Авторы выражают признательность М. Н. Когану и Н. К. Макашеву за внимание к работе и высказанные замечания, а также О. В. Довбне за большую помощь в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В.* Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.
2. *Прохоров А. М. и др.* Взаимодействие лазерного излучения с металлами. М.: Наука, 1988.
3. *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 электрон. № 4 (16). М.: Сов. радио, 1973. С. 20—27.
4. *Кривцов В. М., Наумова И. Н., Шмыглевский Ю. Д.* Расчет движения паров твердого тела под действием лазерного излучения//Динамика излучающего газа. М.: Изд-во ВЦ АН СССР, 1980. Вып. 3. С. 76—104.
5. *Абрамов А. А., Коган М. Н.* Возможные режимы сильного испарения и конденсации газа//Докл. АН СССР. 1990. Т. 310. № 1. С. 43—46.
6. *Самарский А. А.* Введение в численные методы. М.: Наука, 1987. 286 с.
7. *Абрамов А. А., Кравчук А. С., Подлубный В. В.* Расчет трехмерного нестационарного выдува газа через поверхность в набегающий поток//Тр. 10-й Всесоюз. конф. по динамике разреженных газов. Т. 1. М.: МЭИ, 1991. С. 97—103.
8. *Белоцерковский О. М.* Численное моделирование в механике сплошных сред. М.: Наука, 1984. 519 с.

Москва

Поступила в редакцию
2.X.1991