

Таким образом, по предложенной методике проведены расчеты эволюции движения границ характерных областей как функции времени. Показана возможность смены режима фазового превращения от локализованной изотермической области к конечной и наоборот, что необходимо учитывать в реальных задачах, так как это может существенно повлиять на свойство материала перед областью фазового превращения, а также позволяет создавать протяженные изотермические области и тем самым влиять на свойства материала при более низких энергозатратах, чем для фазового перехода. Последнее определяет перспективность использования источников объемного энерговыделения (в частности, СВЧ-излучения) для разрушения или разупрочнения целого ряда материалов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chan S. H., Cho D. H., Kocamustaogullary G. Melting and solidification with internal radiate transfer a generalized phase change model // Intern. J. of Heat and Mass Transfer.— 1983.— V. 26, N 4.
2. Darsey N. E. Properties of ordinary water substance in all its phase water-vapor, water and all the ices.— N. Y.: Reinhold, 1940.
3. Волков В. Е., Чижев В. Е. Расчет подповерхностного таяния ледяного слоя // Материалы гляциологических исследований.— М., 1989.— № 67.
4. Некрасов Л. Б. Основы электромеханического разрушения мерзлых грунтов.— Новосибирск: Наука, 1979.
5. Бурка А. Л., Рубцов Н. А., Саввина Н. А. Применение обобщенной задачи Стефана к исследованию радиационно-кондуктивного теплообмена // ПМТФ.— 1988.— № 1.
6. Горшков А. Г., Дергачев А. Л. Воздействие мощного термосилового импульса на упругопластический стержень // Пробл. прочности.— 1989.— № 9.
7. Мейрманов А. М. Задача Стефана.— Новосибирск: Наука, 1986.
8. Рубинштейн Л. И. Проблема Стефана.— Рига: Звайгзне, 1967.
9. Самарский А. А. Теория разностных схем.— М.: Наука, 1977.
10. Медведский Р. И., Сигунов Ю. А. Метод численного решения одномерных многофронтных задач Стефана // ИФЖ.— 1990.— Т. 58, № 4.

г. Москва

Поступила 22/VIII 1991 г.

УДК 533.6.011:535.211

Н. М. Булгакова, Л. И. Кузнецов

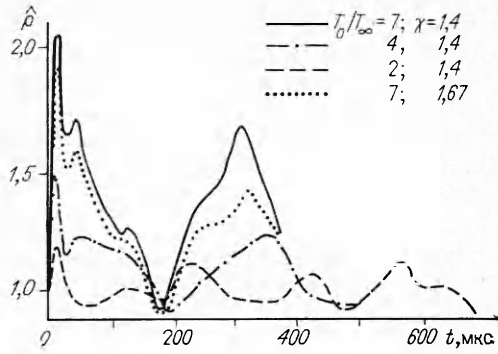
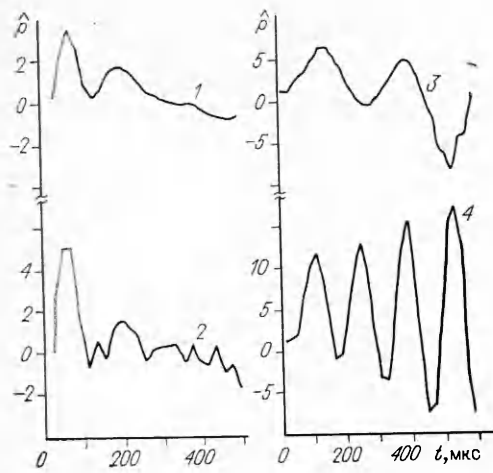
ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИМПУЛЬСНОГО ЭРОЗИОННОГО ФАКЕЛА НА ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ

В [1] представлены результаты численного моделирования газодинамической картины разлета продуктов эрозии при воздействии лазерного импульсного излучения миллисекундной длительности на поверхность металлических и диэлектрических мишеней. Описаны метод численного моделирования на основе полной системы уравнений Навье — Стокса и экспериментальный комплекс, проведено сопоставление расчетных данных с экспериментальными при разных нерасчетностях. Показано, что пульсации давления на облучаемых лазером мишенях имеют газодинамическую природу.

В настоящей работе исследуется зависимость поведения пульсаций давления на мишенях от газодинамических параметров эрозионного факела.

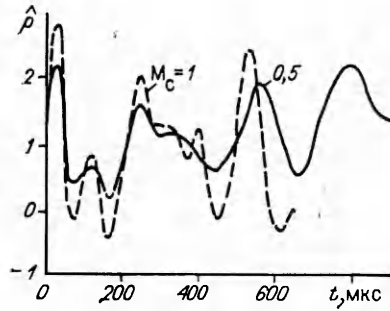
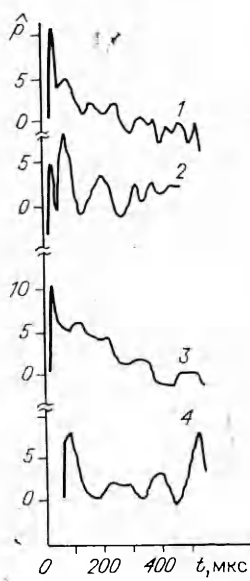
В [1] в качестве характерных газодинамических параметров при приведении системы уравнений к безразмерному виду используются параметры на срезе сопла: безразмерное время $t' = tu_c/r_c$ (r_c — радиус пятна облучения (звукового сопла), u_c — стартовая скорость продуктов эрозии из пятна облучения (на срезе звукового сопла)). Кроме того, течение определяют: $n = p_c/p_\infty$ — нерасчетность (отношение давлений на срезе сопла и в затопленном пространстве), T_c/T_∞ — отношение температур

© Н. М. Булгакова, Л. И. Кузнецов, 1992



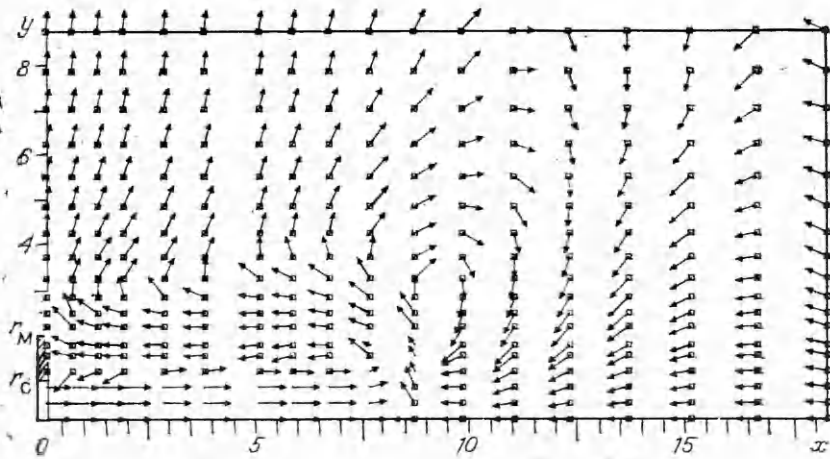
Р и с. 2

Р и с. 1



Р и с. 4

Р и с. 3



Р и с. 5

на срезе сопла и в затопленном пространстве, Re_c — число Рейнольдса, γ — показатель адиабаты, M_c — число Маха на срезе сопла, r_m/r_c — отношение радиусов мишени и пятна облучения.

Для различных размеров пятна облучения расчетные кривые пульсаций давления в зависимости от безразмерного времени идентичны при прочих одинаковых параметрах. При переходе к размерным величинам безразмерное время умножается на r_c/u_c , а это значит, что частота пульсаций пропорциональна u_c и обратно пропорциональна r_c . Поскольку пульсации носят нерегулярный характер, под частотой понимается число пульсаций за определенный промежуток времени, например за время воздействия лазерного излучения (ЛИ). Таким образом, сохранив неизменными в эксперименте вид облучаемого материала, плотность потока энергии ЛИ на мишень, нерасчетность и другие параметры, но изменив радиус пятна облучения в k раз, можно ожидать изменения частоты пульсаций в $1/k$ раз. На рис. 1 приведены результаты экспериментов по облучению двух различных диэлектрических мишеней, которые демонстрируют правильность такого вывода. Кривые 1, 3 соответствуют радиусу пятна облучения 7 мм, а 2, 4 — 3,5 мм, т. е. $r_c/r'_c = 2$. При этом частота пульсаций изменяется тоже в 2 раза.

Другой определяющий параметр частоты пульсаций, который зависит от нескольких факторов, $u_c \sim M_c \sqrt{T_c/m}$ (m — масса частиц (атомов) испаряемого вещества). Одно из предположений, принятых в расчетах, состоит в том, что температура в пятне облучения пропорциональна (и близка по величине) температуре кипения испаряемого вещества, т. е. под действием ЛИ поверхность мишени начинает кипеть, и далее в течение лазерного импульса температура кипящей поверхности заметно не повышается. Поскольку температура на срезе сопла входит в расчет не только через скорость, но и напрямую, то она может значительно влиять на поведение пульсаций давления.

Для изучения этого влияния проведена серия расчетов с различным отношением температур T_c/T_∞ (при $T_\infty = 300$ К) при одинаковых прочих условиях. Результаты расчетов представлены на рис. 2, где приведены кривые полного нормированного давления на поверхности мишени \bar{p} [1] в зависимости от времени для разных отношений T_c/T_∞ . Как и предполагалось, пульсации существенно зависят от температуры как по частоте, так и по амплитуде. Расчеты проводились в основном для $\gamma = 1,4$. Пунктирная кривая — зависимость давления на мишени от времени при $\gamma = 1,67$ для струи и 1,4 для внешнего газа. В качестве границы струи в расчете полагалась линия, на которой $T = T_{\max}$ (T -граница струи) [2], и в точках границы в процессе счета происходила смена показателя адиабаты. Видимо, за счет изменения размеров струи кривые пульсаций несколько отличаются, но в целом показатель адиабаты не играет существенной роли в поведении пульсаций давления.

Другой параметр, определяющий стартовую скорость испаряющихся частиц, — масса атомов (молекул) испаряемого материала, которая используется только при нахождении размерного времени. При прочих равных начальных параметрах она влияет на кривую давления, лишь растягивая или сжимая временную ось. Таким образом, можно ожидать, что для веществ с близкой температурой кипения, но существенно разной массой атомов (молекул) частота пульсаций будет отличаться в корень из соотношения масс, причем для более легкого вещества частота выше. Заметим, что влияние массы может оказаться несколько сложнее, поскольку в расчете предполагается, что масса атомов факела и затопленного пространства одинакова, а в экспериментальных исследованиях продукты эрозии разных материалов мишеней истекали в воздух. Для проверки предположения о влиянии массы атомов факела на частоту пульсаций в эксперименте выбраны Al (температура кипения $T_{\text{кип}} = 2724$ К, $m = 27$ а. е.) и Sn ($T_{\text{кип}} = 2995$ К, $m = 118,7$ а. е.) с близкими температурами кипения и с существенно разными массами. Оценка показывает,

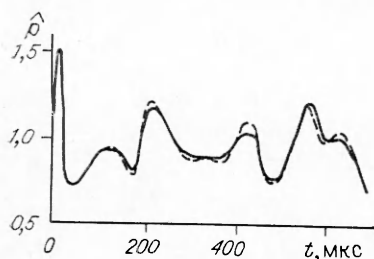
что частота пульсаций у этих материалов должна отличаться примерно в 2 раза.

На рис. 3 приведены экспериментальные кривые пульсаций давления \bar{p} на мишени в зависимости от времени для Al и Sn (кривые 1, 3). Для всех кривых эксперименты проводились при одинаковых условиях (нерасчетности, размере пятна облучения и т. д.). Как и предсказывалось, частота пульсаций отличается для этих кривых почти в 2 раза. Еще меньшая частота пульсаций наблюдается при облучении мишени из свинца с $T_{\text{кип}} = 2017 \text{ K}$, $m = 207,2 \text{ а. е.}$ (кривая 4). Кривая 2 получена в эксперименте с мишенью из магния ($T_{\text{кип}} = 1380 \text{ K}$, $m = 24,3 \text{ а. е.}$). Массы Mg и Al близки, а температуры кипения существенно отличаются. По оценке через нормировку времени частота пульсаций у магния должна быть меньше, чем у алюминия, в 1,3 раза.

Как видно из рис. 3, в эксперименте наблюдается тенденция к уменьшению частоты. Однако, во-первых, трудно подобрать вещества с близкими массами и сильно отличающимися температурами кипения (отличие температуры кипения вдвое дает изменение частоты в $\sqrt{2}$, что уже не слишком заметно в эксперименте). Во-вторых, как уже отмечалось выше, зависимость пульсаций от температуры существенно сложнее, нежели от массы. Кроме нормировки времени температура входит в расчет напрямую. Таким образом, чтобы поддержать нерасчетность на определенном уровне, с повышением температуры необходимо уменьшить плотность струи, что сильно влияет на газодинамику процесса.

Следует также упомянуть о влиянии числа Маха на пульсации давления. Большая часть расчетов проводилась в предположении, что эрозийный факел представляет собой звуковое сопло, т. е. $M_c = 1$. Это соответствует интенсивному режиму испарения материала мишени, когда достигается звуковое истечение паров [3]. Случай $M_c > 1$ не может быть реализован, поскольку не имеется сверхзвукового сопла для разгона испаренного вещества. При слабом режиме испарения, когда нерасчетность мала, заведомо $M_c < 1$. Для выяснения влияния M_c на поведение пульсаций давления проведены расчеты газодинамической картины течения для малых нерасчетностей и $M_c = 0,5$ и 1. Сплошная кривая пульсаций давления на мишени для $n = 1,1$, $T_c/T_\infty = 2$, $Re = 10^3$, $r_m/r_c = 2$ и $M_c = 0,5$ приведена на рис. 4. Штриховой линией нанесена кривая пульсаций давления для струи с $M_c = 1$ (остальные параметры те же). При уменьшении вдвое M_c изменяется амплитуда пульсаций, но вид кривой в целом остается прежним. Дополнительный маленький пикок на 400 мкс можно объяснить из картины поля течения. Поле скоростей для момента времени 300 мкс дано на рис. 5 в обозначениях [1]. При дозвуковом истечении с поверхности происходит разворот струи, при этом фронтальная часть струи напоминает характерную картину вихревых течений для струи газа с низкой плотностью в более плотный газ [4], названную авторами этой работы «коконом». Разворот струи в приведенном на рис. 4, 5 случае с $M_c = 0,5$ начинается через 200 мкс с момента запуска сопла, и к 400 мкс возмущение от обратного потока доходит до поверхности мишени, чем вызывает дополнительный всплеск давления. В целом же можно считать, что расчеты с $M_c = 1$ качественно верно отражают поведение пульсаций давления и при слабом процессе испарения, что согласуется с экспериментальными данными [5], где интенсивность облучения диэлектрической мишени изменяется почти на два порядка.

Из параметров струи, учитываемых при расчете, осталось неопределенным влияние вязкости или Re_c на поведение пульсаций давления. Отметим, что при различных Re_c поля течений идентичны. В уравнениях Навье — Стокса $Re_c = \rho_c u_c r_c / \mu_c$, где ρ_c , μ_c — плотность и вязкость на срезе сопла [6]. Как отмечалось выше, считается, что режим развитого испарения (включение струи) возникает при достижении поверхностью температуры кипения. При этом μ_c и r_c — заданные постоянные, ρ_c и u_c существенно зависят от мощности лазерного импульса. При слабом испа-



Р и с. 6

(сплошная кривая) и 10^5 (штриховая). Видна следующая тенденция: с уменьшением Re_c можно наблюдать исчезновение отдельных слабых пульсаций, а следовательно, снижение частоты пульсаций, что возможно при слабом испарении либо для вещества с высокой вязкостью.

Таким образом, расчет газодинамической картины испарения материалов под воздействием лазерного импульса позволил проанализировать влияние характерных параметров струи и физических свойств материала мишени на поведение пульсаций давления. Предсказаны и экспериментально подтверждены уменьшение частоты пульсаций с ростом размера пятна облучения и увеличением массы испаряемых частиц и значительная зависимость формы пульсационной кривой от соотношения температур в пятне облучения и затопленном пространстве. Изучено воздействие таких параметров струи, как γ , Re_c и M_c , которые, как показали расчеты, слабо влияют на поведение пульсаций давления облучаемой мишени.

ЛИТЕРАТУРА

1. Булгакова Н. М., Кузнецов Л. И. Газодинамика импульсных струй и осцилляции давления на облучаемой лазером мишени // ПМТФ.— 1992.— № 6.
2. Ковалев Б. Д., Мышенков В. И. Расчет вязкой сверхзвуковой струи, истекающей в затопленное пространство // Учен. зап. ЦАГИ.— 1978.— Т. 9, № 2.
3. Ковингтон, Лью, Линкольн. Расширение свободной струи пара, образующейся при воздействии лазерного луча на плоскую поверхность // РТК.— 1977.— Т. 15, № 8.
4. Smarr L. L., Norman M. L., Winkler K.-H. A. Shocks, interfaces and patterns in supersonic jets // Physica D.— 1984.— N 12.
5. Кузнецов Л. И. Осцилляции давления на мишени при импульсном лазерном облучении // ЖТФ.— 1990.— Т. 60, № 8.
6. Булгакова Н. М. Численное моделирование импульсных струй вязкого теплопроводного газа // ПМТФ.— 1992.— № 4.

г. Новосибирск

Поступила 4/IX 1991 г.

УДК 533.951

О. В. Климов, А. А. Тельнихин

АНОМАЛЬНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА ТУРБУЛЕНТНОЙ ПЛАЗМОЙ

При проникновении в плазму электромагнитной волны с частотой, близкой к электронной плазменной, в плазме могут возбуждаться ленгмюровская и ионно-звуковая плазменные волны. В этих условиях линейный механизм поглощения света становится неэффективным, а сама плазма переходит в турбулентное состояние [1]. Такие условия могут создаваться, например, в плазме светодетонационного разряда.

При плотностях потока световой энергии $I \geq 10^8$ Вт/см² в воздухе может поддерживаться светодетонационный разряд, движимый ударной волной [2]. Волна световой детонации (СДВ) содержит ударную волну (скачок уплотнения) и слой толщины порядка l , где поглощается поток

© О. В. Климов, А. А. Тельнихин, 1992