

4. Lindzen R. S. Stability of a Helmholtz velocity profile in a continuously stratified, infinite Boussinesq fluid-applications to clear air turbulence // J. Atmos. Sci. 1974. V. 31. № 6. P. 1507—1514.
5. Lindzen R. S., Rosenthal A. J. On the instability of Helmholtz velocity profiles in stably stratified fluids when a lower boundary is present // J. Geophys. Res. 1976. V. 81. № 9. P. 1561—1571.
6. Lalas D. P., Einaudi F., Fua D. The destabilizing effect of the ground on Kelvin-Helmholtz waves in the atmosphere // J. Atmos. Sci. 1976. V. 33. № 1. P. 59—69.
7. Einaudi F., Lalas D. P. The effect of boundaries on the stability of inviscid stratified shear flows // Trans. ASME. J. Appl. Mech. 1976. V. 43. № 2. P. 243—248.
8. Островский Л. А., Степаняц Ю. А., Цимринг Л. Ш. Взаимодействие внутренних волн с течениями и турбулентностью в океане // Нелинейные волны. Самоорганизация. М.: Наука, 1983. С. 204—239.

Владивосток

Поступила в редакцию
27.IV.1987

УДК 533.6.011.72

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ТЕЧЕНИЯ ЭРОЗИОННОЙ ПЛАЗМЫ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ТВЕРДЫХ МИШЕНЕЙ КОЛЬЦЕВЫМИ ЛУЧАМИ

ЗАХАРОВ Н. С., КОРОБЕЙНИКОВ В. П.

В последнее время в физике высоких давлений все шире применяются конструкции, в которых используются сходящиеся ударные волны [1—8]. Исследование газодинамических течений со сходящимися ударными волнами приводит к необходимости более тщательного расчета движений газа в областях, размеры которых существенно меньше характерных размеров течения. В данной работе численным методом изучаются газодинамические явления, сопровождающие облучение твердых преград кольцевыми лучами монохроматического излучения.

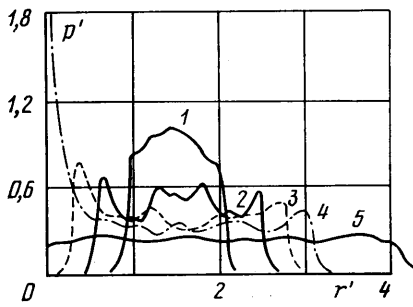
1. При образовании сходящихся ударных волн параметры течения за ними вблизи центра симметрии должны описываться известным решением Гудерлея — Станюковича [9—11]. Однако в тех случаях, когда выход решения на автомодельную асимптотику неочевиден или невозможен в силу специфики задачи, для определения деталей течения около центра необходимо применять специальную методику [12]. Для примера рассмотрим задачу о воздействии на твердую преграду профилированного лазерного излучения.

Пусть на поглощающую плоскую диэлектрическую преграду (типа текстолита) нормально к поверхности падает кольцевой цилиндрический пучок монохроматического излучения с внутренним радиусом r_1 , внешним r_2 и плотностью потока энергии

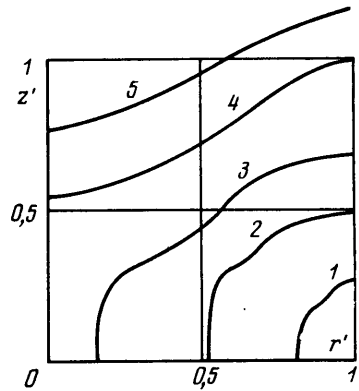
$$q_{\infty}(r, z, t) = \begin{cases} q_{\infty}(t), & r_1 < r < r_2 \\ 0, & r < r_1 \text{ и } r > r_2 \end{cases}$$

Под действием поглощенной доли энергии излучения происходит нагрев, испарение преграды и образование у ее поверхности в кольцевой зоне $\Delta r = r_2 - r_1$ эрозионной плазмы с повышенным давлением [13], которое вызовет возникновение сходящихся и расходящихся ударных волн в окружающем газе. Пусть твердая преграда занимает в цилиндрической системе координат полупространство $z \leq 0$, а область $z > 0$ первоначально заполнена неподвижным воздухом с давлением p_0 и плотностью ρ_0 , прозрачным для излучения. Полагая плазму вязким и нетеплопроводным газом, запишем уравнения движения в виде

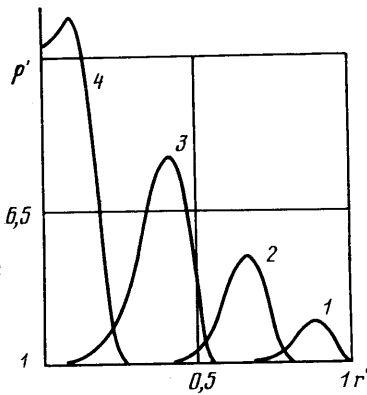
$$\begin{aligned} & \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{V}) = 0 \\ & \frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i u_j + \delta_{ij} p) = 0 \\ & \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho E \mathbf{V}) + \operatorname{div}(p \mathbf{V}) = \kappa q_{\infty} \times \\ & \times \left[\exp\left(-\int_z^{\infty} \kappa dz\right) + R \exp\left(-\int_0^z \kappa dz\right) \exp\left(-\int_0^z \kappa dz\right) \right] \\ & E = e + V^2/2 \end{aligned} \tag{1.1}$$



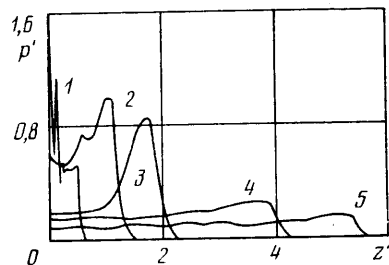
Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

Здесь κ — коэффициент поглощения плазмой подводимой энергии, R — коэффициент отражения излучения преградой; остальные обозначения общепринятые. Процессы собственного излучения газов не учитываются ввиду их незначительного влияния на эффекты фокусировки. Уравнения состояния воздуха и паров вида $p = p(\rho, e)$, необходимые при решении системы (1.1), составлены по методике и на основе таблиц из [14, 15]; оптические характеристики газов $\kappa = \kappa(\rho, e)$ взяты из [16, 17]. Уравнения (1.1) дополняются граничными условиями, которые на поверхности $z=0$ в кольцевой зоне облучения соответствуют известному решению [13]. На оси симметрии и на поверхности преграды при $r < r_1$ и $r > r_2$ используется условие непротекания.

2. В основу расчетной схемы для уравнений (1.1) был положен численный метод «крупных частиц» [18], использованный в [17] для случая неадиабатических течений, сопровождаемых процессами образования плазмы и поглощения излучения. Раздельное описание оптико-физических свойств окружающего воздуха и паров преграды достигается выделением контактной границы путем введения массовой доли паров вещества в ячейке [17]. Следует отметить, что применение метода «крупных частиц» в его стандартном варианте не дает хороших результатов в окрестности центра. Это выражается, например, в том, что сходящиеся ударные волны приходят в центр с невысокими конечными параметрами. Поэтому при численных расчетах рассматриваемой задачи применялась специальная методика [12]. Основная идея методики заключается в явном выделении сходящейся ударной волны в виде границы расчетной области и сужающейся зоны за ее фронтом с некоторого момента пропорционально радиусу волны. В соответствии с этим разностная сетка была построена таким образом, что размер ячеек вдоль r при $r < r_1$ плавно изменялся по радиусу. Такая усовершенствованная методика учитывает особенности течения в сходящихся потоках, где истинное решение в области с радиусом, который уменьшается пропорционально радиусу фронта, будет все более и более приближаться к автомодельному решению [9–11]. Кроме того, методика позволяет получить регулярный выход на степенную асимптотику [12], которая в классическом случае оказывается асимптотикой Гудерля — Станюковича.

3. Рассмотрим некоторые результаты численного моделирования развития плазменных факелов, возникающих под действием излучения (с частотой $\sim 3 \cdot 10^{14}$ Гц)

кольцевого сечения. Расчеты проводились для прямоугольной формы импульса излучения с $q_{\infty} = 10^{11}$ Вт/м². Время действия излучения равнолось времени схлопывания t_k . Полное время, до которого было прослежено развитие факела, составляло $\sim 10t_k$, что позволило проследить не только выход на асимптотику [10], но и получить картину течения после отражения ударной волны от центра. Результаты расчетов для нормальных условий окружающего воздуха представлены на фиг. 1–4. Цифрами у кривых на всех фигурах указаны значения времени $t' = t/t_k$; $r' = r/r_1$, $z' = z/r_1$, $\rho' = \rho/\rho_0$, $p' = p/p_w$.

На фиг. 1 дано распределение давления на поверхности преграды для различных моментов времени (кривым 1–5 соответствуют значения $t' = 0,25; 0,5; 0,75; 1; 2,5$). Через p_w обозначено максимальное давление на мишени в зоне облучения $\Delta r = r_1$. Видно, что во внутренней зоне течения давление сначала уменьшается (как и за расходящимися ударными волнами), а затем растет вследствие эффектов кумуляции. Вблизи центра симметрии происходит выход на автомодельную асимптотику, несмотря на развитие течения и вынос энергии в осевом направлении.

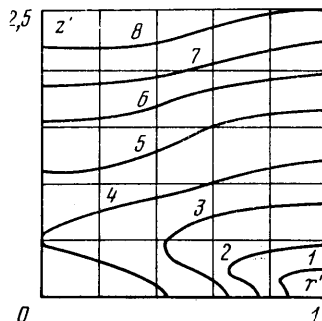
На фиг. 2 показаны изобары $p' = 0,05$ в процессе схлопывания, откуда следует, что при схождении к центру вдоль поверхности формируется ударная волна с очень резким передним фронтом (кривым 1–5 соответствуют значения $t' = 0,25; 0,5; 0,75; 1; 1,25$). Это обстоятельство и приводит к явлению неограниченной кумуляции, факту, конечно, в данном случае совсем не очевидному.

В отличие от давления, плотность в области кумуляции при движении ударной волны к центру все время увеличивается (см. фиг. 3), достигая в момент схлопывания своего наибольшего значения $\rho'_{\max} \approx 16$. Последовательность профилей плотности приведена на фиг. 3 (1–4 для времен $t' = 0,25; 0,5; 0,75; 0,9$). Численные расчеты показывают, что основные закономерности сходящихся вдоль поверхности ударных волн совпадают с закономерностями кумуляции цилиндрических волн: $p(r) \sim r^{0,4}$ при $r \ll r_1$. Ясно, что «насыщение» кумуляции происходит на расстояниях порядка толщины переднего фронта волны от центра, равной размеру ячейки по r вблизи центра.

После момента схлопывания вдоль оси z формируется струя сжатого и нагретого воздуха, генерирующего в аксиальном направлении сильную ударную волну, параметры за которой отличаются от случая точечного взрыва. На фиг. 4 показано образование ударной волны вдоль оси z по мере развития течения на временах $t \geq t_k$ (кривым 1–5 соответствуют значения $t' = 1; 1,75; 2,5; 5; 7,5$). Сравнивая профили давления на оси симметрии и поверхности мишени, убеждаемся, что в последнем случае выравнивание давления происходит значительно раньше. К моменту времени $t' \approx 5$ давление выравнивается по всему объему возмущенного воздуха, картина течения которого аналогична возникающему движению при сплошном облучении мишеней [17].

Рассмотрим влияние давления окружающего воздуха на процесс кумуляции. обусловленной кольцевым пучком излучения. На фиг. 5 приведены изобары $p' = 0,01$ в процессе схождения цилиндрических ударных волн к оси симметрии при $\rho_0 = 0,1$ кг/м³ (параметры излучения такие же, как и в предыдущих расчетах, кривым 1–8 соответствуют значения $t' = 0,25; 0,5; 0,75; 1; 1,25; 1,5; 1,75; 2$). Видно, что в области $r < r_1$ образуется система ударных волн с различной скоростью схождения. Это объясняется довольно быстрым отходом от поверхности зоны поглощения энергии излучения, которая генерирует сходящиеся волны на некотором расстоянии от мишени. Поэтому схлопывание происходит не в центре мишени, а в точке оси $z_k' = 0,5$. В этом случае не происходит выхода на автомодельную асимптотику, несмотря на значительное увеличение давления по мере приближения ударной волны к оси симметрии. После схлопывания образуются две струи сжатого воздуха, направленные к центру мишени и вдоль оси $z > z_k$, уносящие энергию из области кумуляции. Выравнивание давления в области возмущенного течения происходит при $t' \approx 3$, после чего картина движения аналогична сферическому разлету газового шара.

В заключение отметим, что при очень малых длительностях $\tau \ll t_k$ решение задачи аналогично течению при разлете газового тороида [19].



Фиг. 5

ЛИТЕРАТУРА

1. Забабахин Е. И. Явления неограниченной кумуляции // Механика в СССР за 50 лет. Т. 2. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1970. С. 313–342.
2. Теория нагрева и сжатия низкоэнтропийных термоядерных мишеней: Тр. Физ. ин-та им. П. Н. Лебедева // Под ред. Басова Н. Г. М.: Наука, 1982. Т. 134. 177 с.
3. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1981. 447 с.

4. *Ву Дж. Х. Т., Нимех Р. А., Островский П. П.* Экспериментальное исследование образования сходящихся цилиндрических ударных волн // Ракетная техника и космонавтика. 1980. Т. 18. № 3. С. 55–57.
5. *Ву Дж. Х. Т., Нимех Р. А., Островский П. П.* Экспериментальное исследование устойчивости сходящихся цилиндрических ударных волн // Ракетная техника и космонавтика. 1981. Т. 19. № 4. С. 3–5.
6. *Бережецкая Н. К., Большаков Е. Ф., Голубеев С. К. и др.* Газодинамические явления, сопутствующие кольцевому поверхностному разряду // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. Вып. 6. С. 1926–1931.
7. *Баронец П. Н., Сапрыкин А. И., Якушин М. И.* Образование и распространение цилиндрических ударных волн в импульсном индукционном разряде // Изв. АН СССР. МЖГ. 1981. № 1. С. 129–133.
8. *Perry R. W., Kapitrowitz A.* The production and stability of converging shock waves // J. Appl. Phys. 1951. V. 22. № 7. P. 878–886.
9. *Guderley G.* Starke kugelige und zylindrische Verdichtungsstöße in der Nähe des Kugelmittelpunktes oder der Zylinderachse // Luftfahrtforschung. 1942. B. 19. Lfg 9. S. 302–312.
10. *Станюкович К. П.* Неустановившиеся движения сплошной среды. М.: Наука, 1971. 854 с.
11. *Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
12. *Коробейников В. П., Марков В. В., Пугачин Б. В.* О расчете сходящихся течений газов // Динамика сплошной среды в космосе и на Земле. М.: Всесоюз. астрон.-геодез. о-ва при АН СССР, 1978. С. 87–94.
13. *Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В.* Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.
14. *Кузнецов Н. М.* Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М.: Машиностроение, 1965. 463 с.
15. *Калиткин Н. Н., Кузьмина Л. В., Рогов В. С.* Таблицы термодинамических функций и транспортных коэффициентов плазмы. М.: Ин-т прикл. математики АН СССР, 1972. 112 с.
16. *Авилова И. В., Биберман Л. М., Воробьев В. С. и др.* Оптические свойства горячего воздуха. М.: Наука, 1970. 320 с.
17. *Буранов В. Г., Захаров Н. С., Суханов И. П.* Численное моделирование динамики разлета эрозивных паров с учетом поглощения излучения // Тез. докл. 5-го Всесоюз. совещ. по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом. Л.: Гос. оптич. ин-т им. С. И. Вавилова, 1981. С. 260.
18. *Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М.* Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982. 391 с.
19. *Худяков В. М.* Задача о разлете газового тороида // Докл. АН СССР. 1986. Т. 287. № 4. С. 802–805.

Москва

Поступила в редакцию
20.III.1987