

В.В. Воробьев, М.Н. Коган, А.Н. Кучеров, Е.В. Устинов

**ТЕПЛОВОЕ САМОВОЗДЕЙСТВИЕ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОТОКЕ ГАЗА**

Проведено численное исследование теплового самовоздействия последовательности световых импульсов в поглощающей среде, движущейся с дозвуковой, звуковой и сверхзвуковой скоростями. В дозвуковом и сверхзвуковом газодинамических режимах расчеты выполнены до времени установления квазистационарного режима самовоздействия. Показано, что в процессе установления пиковая интенсивность излучения в пучке может значительно превышать ее значение в начальный момент времени и в квазистационарном режиме. Исследовано влияние частоты следования импульсов на изменение интенсивности в квазистационарном режиме самовоздействия.

Исследования эффекта теплового самовоздействия при всем их многообразии и широте [1–3] почти не касались самовоздействия импульсно-периодического излучения в движущейся относительно пучка среде. Можно назвать лишь отдельные работы [4–6], причем они посвящены распространению излучения в потоке с относительной малой скоростью поперечного к лучу движения газа, т. е. конвективному газодинамическому режиму [7].

В настоящей работе рассмотрим эффект теплового самовоздействия импульсно-периодического излучения на дозвуковом и сверхзвуковом газодинамических режимах, включая и квазистационарный предел, когда возмущения среды приобретают периодический характер.

В условиях пренебрежимо малой вязкости и теплопроводности уравнения газодинамики в физических переменных имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \rho + \rho (\nabla, \mathbf{V}) &= 0; \quad \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{V}, \nabla); \quad \nabla = \mathbf{i} \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{j} \frac{\partial}{\partial y}; \\ \rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} + \nabla p &= 0; \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} \left[ \ln \left( \frac{p}{\rho^\kappa} \right) \right] = \frac{\kappa - 1}{\rho} \rho \kappa I_* I(x, y, z, t),$$

где  $t$  — время;  $x, y, z$  — координаты ( $z$  — вдоль луча,  $x$  — вдоль потока газа);  $\rho$  — плотность;  $p$  — давление;  $\mathbf{V}$  — скорость газа;  $\kappa$  — показатель адиабаты;  $\mathbf{i}, \mathbf{j}$  — единичные орты по осям  $x$  и  $y$ ;  $\kappa$  — коэффициент поглощения излучения на единицу массы ( $\alpha = \kappa \rho$  — коэффициент поглощения на единицу объема);  $I_*$  — характерная интенсивность излучения;  $I$  — безразмерная функция распределения.

Ввиду того, что характерный поперечный размер пучка  $a$  значительно меньше характерной длины трассы  $L$ , течение газа можно считать плоским. Газодинамические величины зависят от координаты  $z$  как от параметра. Обозначим через  $\tau_1$  время существования импульса, через  $\tau_2$  — период между импульсами. Примем, что  $\tau_1 \leq \tau_2 \sim \tau_v$ , где  $\tau_v = a/V_0$  — характерное газодинамическое время,  $V_0$  — скорость невозмущенного газа. Пусть для определенности  $a$  — это радиус пучка (геометрический для одномерного распределения или экспоненциальный для гауссова распределения). За величину характерной интенсивности примем среднее по времени (за импульс) и по пространству значение интенсивности:  $I_* = E_1/(\pi a^2 \tau_1)$ , где

$$E_1 = \int_0^{\tau_1} dt \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} I_* I(x, y, z, t) dx dy$$

— энергия в одном импульсе.

Если импульс имеет прямоугольную по времени форму, будем иметь:  $I(x, y, z, t) = I_1(x, y, z)$  при  $0 \leq t/\tau_1 \leq 1$ , где  $I_1$  — безразмерная функция координат.

Поглощаемая энергия, как правило, мала по сравнению с энтальпией газа, поэтому возмущения газодинамических величин малы. Возможна линеаризация уравнений газодинамики. Для одиночного

импульса на временах порядка  $\tau_1$  несложно получить следующие разложения и решения безразмерных линеаризованных уравнений газодинамики (1) (специальных обозначений для безразмерных координат и времени не вводим):

$$\begin{aligned} p/p_0 &= 1 + \kappa M^2 \delta p_1 + \dots; \quad V/V_0 = i + \frac{\tau_1}{\tau_V} \delta V_1 + \dots; \\ \rho/\rho_0 &= 1 + \left(\frac{\tau_1}{\tau_V}\right)^2 \delta \rho_1 + \dots; \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} p_1 &= \frac{1}{M^2} \int_0^t I(x, y, z, t') dt' = \frac{t}{M^2} I_1(x, y, z); \\ V_1 &= -\frac{1}{M^2} \int_0^t \nabla p(x, y, z, t') dt' = -\frac{t^2}{2M^2} \nabla I_1(x, y, z); \end{aligned} \quad (3)$$

$$\rho_1 = -\int_0^t \frac{1}{M^2} (\nabla, V_1(x, y, z, t')) dt' = \frac{t^3}{6M^2} \nabla^2 I_1(x, y, z),$$

где  $\delta = \frac{\kappa-1}{\kappa p_0} \alpha I_n \tau_1$  — малый параметр, характеризующий масштаб возмущения давления;  $p_0, \rho_0, V_0$  — давление, плотность и скорость невозмущенного газа,  $c$  — скорость звука в нем,  $M = V_0/c$  — число Маха.

На временах порядка периода  $\tau_2 \sim \tau_v$ , очевидно, источники тепла в уравнении энергии отсутствуют. Но в газе возникли возмущения давления (остальные газодинамические величины, как это следует из (2), меньше по порядку величины), которые за счет распространения акустических волн будут возмущать газ. Масштаб возмущения газодинамических величин на временах  $\tau_2$  равен  $\delta$ . Примем за характерное время величину  $\tau_v$  и обозначим безразмерный период между импульсами через  $\tau = \tau_2/\tau_v \sim 1$ . Чтобы в дальнейшем было правомочным сравнение с непрерывным режимом излучения, необходимо выбрать одинаковую среднюю мощность излучения для импульсно-периодического и непрерывного излучений:  $\tau_1 I_n / \tau_2 = I_n$ . При этом масштабы возмущения газодинамических величин при импульсно-периодическом режиме излучения  $\delta$  и непрерывном режиме излучения  $\varepsilon = \frac{\kappa-1}{\kappa p_0} \alpha I_n \tau_v$

будут соотноситься следующим образом:  $\delta = \varepsilon \tau$ . Разложения газодинамических величин в ряд по малому параметру сделаем с учетом этого соотношения, чтобы можно было сравнивать импульсно-периодический режим с непрерывным. Итак, имеем

$$\frac{p}{p_0} = 1 + \kappa M^2 \varepsilon p_1 + \dots; \quad \frac{V}{V_0} = i + \varepsilon V_1 + \dots; \quad \rho/\rho_0 = 1 + \varepsilon \rho_1 + \dots \quad (4)$$

Подставляя эти разложения в безразмерные исходные уравнения (1), для главных членов возмущения газодинамических величин нетрудно получить следующую систему:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \rho_1 + (\nabla, V_1) &= 0; \quad \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{dt} + \frac{\partial}{\partial x}; \\ \frac{d}{dt} V_1 + \nabla p_1 &= 0; \quad \frac{d}{dt} (M^2 p_1 - \rho_1) = 0. \end{aligned} \quad (5)$$

Начальные условия для этой системы, с учетом разложений (2) и решения (3), будут иметь следующий вид:

$$\rho_1|_{t=0} = 0; \quad V_1|_{t=0} = 0; \quad p_1|_{t=0} = \frac{\tau}{M^2} I_1(x, y, z). \quad (6)$$

Для серии импульсов газодинамические возмущения от каждого  $n$ -го импульса за время  $\tau_1$  будут описываться по-прежнему решением, аналогичным решению (3), а для определения возмущений на временах  $\tau_2$  необходимо решить систему (5) со следующими начальными условиями:

$$\begin{aligned} \rho_1|_{t=t_n} &= \rho_{1,n-1}(x, y, z, t_n); \quad V_1|_{t=t_n} = V_{1,n-1}(x, y, z, t_n); \\ p_1|_{t=t_n} &= p_{1,n-1} + \frac{\tau}{M^2} I_n(x, y, z). \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь через  $\rho_{1,n-1}$ ;  $V_{1,n-1}$ ;  $p_{1,n-1}$ ; обозначены решения системы (5) для  $(n-1)$ -го периода.

Система (5) решалась с помощью конечно-разностной схемы Мак-Кормака [8] второго порядка аппроксимации по координатам и по времени. Функцию распределения интенсивности  $I_1$  в начальном сечении  $z = 0$  выбрали гауссовой:  $I_1 = \exp(-x^2 - y^2)$ . Краевые условия задавались на достаточно большом расстоянии от области тепловых источников ( $l_x, l_y = 3,2, 4,8, 6,4$ ). Применение на границах сеточной области  $\{L_x, L_y\}$  экстраполяции решения из соседних внутренних узлов вместо нулевых краевых условий для функций  $\rho_1, V_1, p_1$  позволило существенно сократить газодинамическую сеточную область. Анализ показал, что даже при относительно небольшом размере сеточной области  $l_x = l_y = 3,2$  погрешность расчетов составила менее одного процента на временах порядка  $5-7 \tau_v$  для всех рассматриваемых ниже случаев:  $M = 0,5; 0,8; 1; 2$ . Далее принято  $\tau_2 = 10^{-3} \text{ с}$ ,  $\tau_v = 10^{-2} \text{ с}/(3M)$  ( $a = 0,5 \text{ м}$ ,  $c = 300 \text{ м/с}$ ), так что период равен  $\tau = 0,3 (M = 0,5); 0,48 (M = 0,8); 0,6 (M = 1); 1,2 (M = 2)$ .

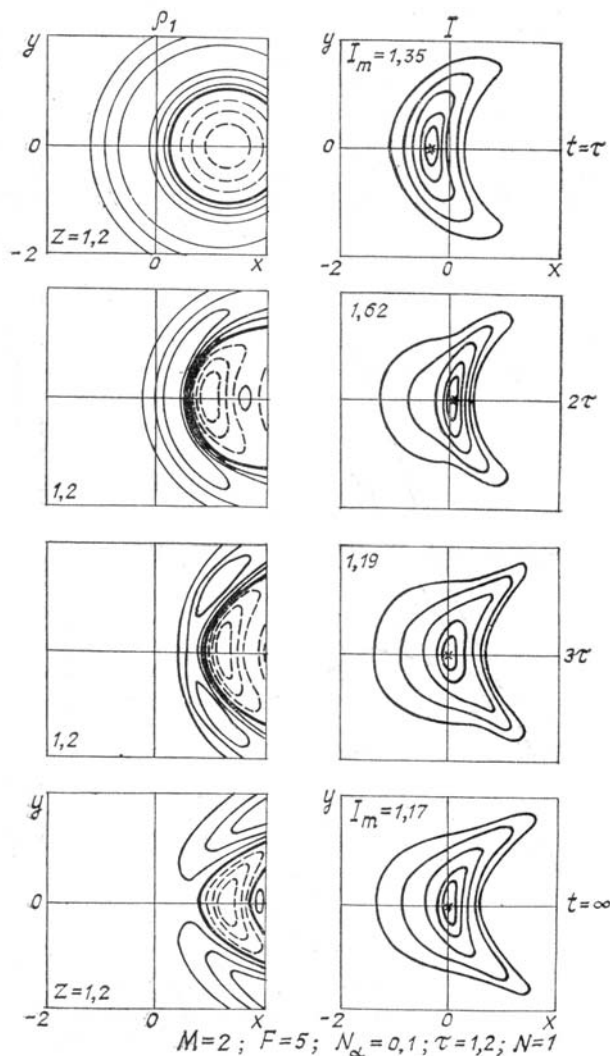


Рис. 1.

Распространение пучков с малой расходимостью описывается так называемым параболическим уравнением оптики, которое в безразмерном виде можно записать (вместе с начальным и краевыми условиями):

$$2F \frac{\partial u}{\partial z} + i \nabla^2 u + [2iF^2 N \rho_1(I_n, M) + FN_\alpha] u = 0; \quad (8)$$

$$u|_{z=0} = u_0(x, y); \quad (9)$$

$$u|_{x,y \rightarrow \pm\infty} \rightarrow 0, \quad (10)$$

где  $u$  — комплексная функция поля;  $I_n = uu^*$  — интенсивность  $n$ -го импульса;  $F = \frac{2\pi n_0 a^2}{\lambda L}$  — число Френеля;  $\lambda$  — длина волны излучения в вакууме;  $n_0$  — показатель преломления невозмущенного газа;  $N_\alpha = \alpha L$  — параметр поглощения (ослабления) излучения;  $N = (L/z_T)$  — параметр самовоздействия;  $z_T = a/\sqrt{\epsilon(n_0 - 1)/n_0}$  — длина теплового самовоздействия.

Для изучения эффекта теплового самовоздействия ( $N = 1$ ) примем в дальнейшем за характерную длину трассы  $L$  длину теплового самовоздействия  $z_T$ . Будем рассматривать первоначально коллимированный гауссов пучок:  $u_0 = \exp\{-(x^2 + y^2)/2\}$ . Для построения решения уравнения (8) применялся метод разложения в дискретные ряды Фурье с применением быстрого преобразования Фурье [9].

В настоящей работе исследовано самовоздействие в дозвуковом ( $M = 0,5$ ,  $\tau = 0,3$  и  $M = 0,8$ ,  $\tau = 0,48$ ), сверхзвуковом ( $M = 2$ ,  $\tau = 1,2$ ) газодинамических режимах, а также в звуковой ( $M = 1$ ,  $\tau = 0,6$ ) режиме, который представляет собой начальный линейный по возмущениям участок трансзвукового режима.

На рис. 1 представлены результаты расчетов для сверхзвукового режима ( $M = 2$ ,  $\tau = 1,2$ ) в моменты времени  $t = \tau$ ,  $2\tau$ ,  $3\tau$  и для квазистационарного предела, о котором подробнее будет сказано ниже. Число Френеля  $F = 5$ , параметр поглощения  $N_2 = 0,1$ . Представлены изофоры (слева) и изохоры:  $0,9$ ;  $0,75$ ;  $0,5$ ;  $0,25$  и  $0,1$  от  $I_{\max} = \max\{I\}/z = \text{const}$ . Положение максимума отмечено крестиком, а значение величины  $I_{\max}$  приведено в левом верхнем углу. Видим, что картина возмущенной интенсивности уже на четвертом импульсе устанавливается (первый импульс распространяется в невозмущенном поле плотности), хотя картина возмущений плотности еще заметно отличается от предельной при  $t = n\tau$ ,  $n \gg 1$ . Изофоры построены при  $\rho_1 = 3/4$ ,  $1/2$ ,  $1/4$  от  $\rho_{1\max}$  (сплошные кривые),  $\rho_1 = 0$  (жирные сплошные кривые) и  $\rho_1 = 3/4$ ,  $1/2$ ,  $1/4$  от  $\rho_{1\min}$  (штриховые кривые). Четко видно образование области уплотнения газа в наветренной части после второго периода излучения и образование двух симметричных областей уплотнения в волнах Маха после третьего периода. Сильное разрежение газа и подветренной части пучка приводит к вытеснению излучения из этой области и уже для второго импульса изофоры приобретают серповидную форму.

На рис. 2 сопоставлены изменения величины  $I_{\max}$  от импульса к импульсу при разных числах  $M$  и фиксированных числе Френеля  $F = 5$  и параметре поглощения  $N_\alpha = 0,1$ . Величины пиков интенсивности приводятся на расстоянии длины теплового самовоздействия  $z_{\text{физ}} = z_T$ . Для вариантов

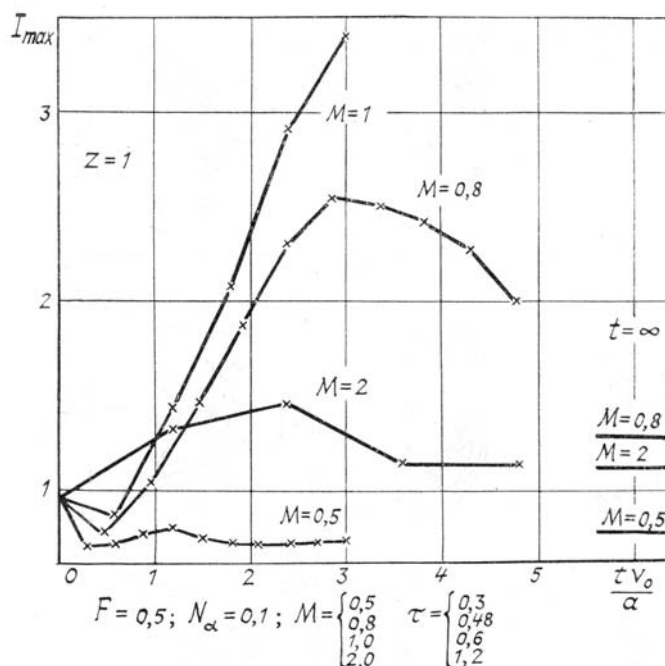


Рис. 2

Зависимость пика интенсивности  $I_{\max}$  от расстояния по ходу пучка  $z$  для многих импульсов (на сверхзвуковом режиме — для всех, начиная со второго) имеет сечение абсолютного максимума, о котором далее будем говорить как о фокальном. Фокальное расстояние приблизительно составляет  $z_f = 1-1,2$  на дозвуковом режиме ( $M = 0,5$  и  $0,8$ ), изменяется от  $z_f = 1,35$  до  $z_f = 1$  в звуковом потоке ( $M = 1$ ) и варьируется от  $z_f = 1,2$  до  $z_f = 1,4$  в сверхзвуковом потоке ( $M = 2$ ). Результаты рис. 1 приведены для сечения  $z_{\text{физ}} = 1,2z_T$ , которое близко к фокальному.

На рис. 2 сопоставлены изменения величины  $I_{\max}$  от импульса к импульсу при разных числах  $M$  и фиксированных числе Френеля  $F = 5$  и параметре поглощения  $N_\alpha = 0,1$ . Величины пиков интенсивности приводятся на расстоянии длины теплового самовоздействия  $z_{\text{физ}} = z_T$ . Для вариантов

$M = 0,5$  и  $M = 2$  наблюдаются установления пиков интенсивности  $I_{\max}$  на уровнях, близких к соответствующим уровням на квазистационарных режимах, для которых результаты получены по иной методике, речь о которой пойдет чуть ниже. Для варианта  $M = 0,8$  установление наступит несколько позже представленного на рис. 2 интервала времени, а вот в звуковом потоке при  $M = 1$ , как и следовало ожидать, наблюдается непрерывный рост интенсивности для всех импульсов, начиная со второго. Для всех исследованных вариантов, кроме сверхзвукового, пучок максимально дефокусируется во время распространения второго импульса. Аналогичные немонотонности поведения пика интенсивности («провал» в начальный интервал  $0 < t < \tau_v$ , затем увеличение до некоторого максимального значения и, наконец, выход на стационарный уровень) наблюдались ранее для неустановившегося самовоздействия в случае непрерывного излучения, включенного внезапно («ступенькой») или по линейному закону за время  $\tau_v$  [10]. Результаты получены для одномерного (щелевого) пучка. В настоящей работе выполнен сравнительный анализ для импульсно-периодического и непрерывного неустановившегося режимов излучения в дозвуковом ( $M = 0,5$  и  $0,8$ ), звуковом ( $M = 1$ ) и сверхзвуковом ( $M = 2$ ) потоке газа, для чего были выполнены расчеты для двухмерных (круглых) гауссовых пучков. Предположим, что непрерывное излучение включается мгновенно (ступенькой по времени). Отличие постановки задачи в газодинамической части в том, что в уравнении энергии системы (5) появляется функция источников тепла  $I(x, y, z)$ , а начальные условия (6) и (7) — нулевые. Уравнения газодинамики (5) и уравнение оптики (8) необходимо решать совместно на каждом шаге по времени, тогда как для импульсно-периодического излучения уравнение оптики требовалось разрешать в моменты, кратные периоду.

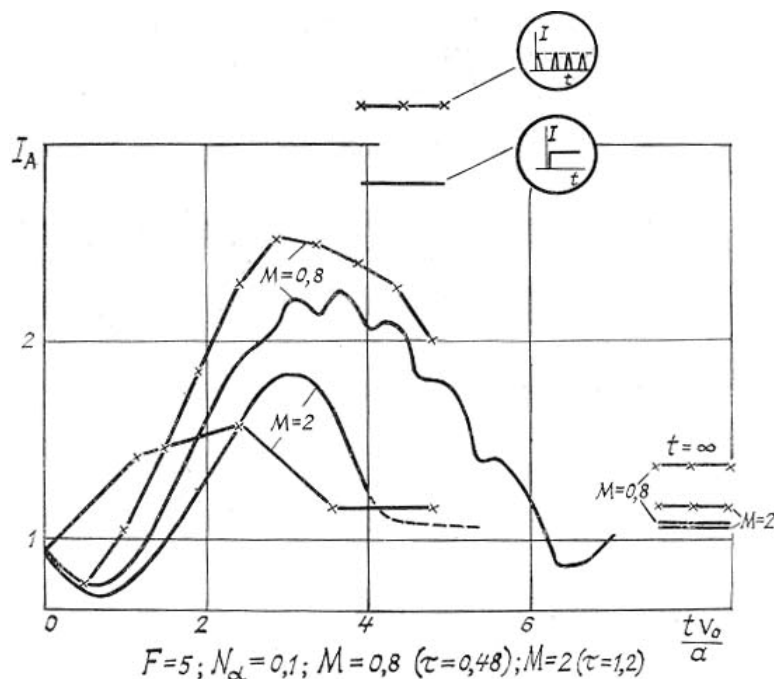


Рис. 3

На рис. 3 приведены зависимости пика интенсивности в фокальных сечениях  $I_A = \max_z \{I_{\max}\}$  от времени для дозвукового ( $M = 0,8$ ) и сверхзвукового ( $M = 2$ ) режимов. В дозвуковом потоке эти зависимости (как и изофоты, и изохоры) близки по характеру, причем наблюдается превышение пика для импульсно-периодического излучения по сравнению с непрерывным на всем участке неустановившегося самовоздействия. В сверхзвуковом потоке на начальном участке пик для импульсно-периодического излучения превышает пик для непрерывного излучения, но с момента  $t_{\text{физ}} = 2,3\tau_v$  начинает преобладать самофокусировка для непрерывного излучения. Анализ показал, что для этого варианта ( $M = 2, F = 5, N_\alpha = 0,1$ ) выбранный период  $\tau = 1,2$  далек от оптимального. В общем случае провести исследование влияния периода (частоты) излучения на тепловое самовоздействие затруднительно.

В настоящей работе такое исследование выполнено для квазистационарного предела, в котором уравнение оптики (8) достаточно решить один раз.

Остановимся на процедуре построения решения уравнений газодинамики для квазистационарного предела импульсно-периодического режима излучения.

Сделав в системе (5) замену  $x' = x - t, y' = y, t' = t$  и проинтегрировав уравнение энергии, получим связь между возмущением плотности  $\rho_1$  и давления  $p_1$  (пока для одиночного импульса), а для функции  $p_1$  в новых переменных нетрудно получить волновое уравнение с соответствующими начальными условиями:

$$\rho_1(x, y, z, t) = M^2 p_1(x, y, z, t) - \tau I_1(x - (t - t_*), y, z) \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 p_1}{\partial t'^2} - \frac{1}{M^2} \nabla'^2 p_1 &= 0; \quad p_1|_{t'=t_*} = \frac{\tau}{M^2} I_1(x' + t_*, y', z); \\ \frac{\partial p_1}{\partial t'} \Big|_{t'=t_*} &= 0, \end{aligned} \quad (12)$$

где  $z_*$  — момент испускания рассматриваемого импульса. Его удобно выбрать таким образом, чтобы в момент излучения самовоздействующего ( $n$ -го) импульса координаты  $x'$  и  $x$  совпадали, т.е.  $t_* = -n\tau$ . Просуммировав решения задачи (12), т.е. функцию  $p_1(x', y', z, 0)$  от  $n = 1$  до некоторого  $n_{\max}$  (достаточно большое число, при котором сумма практически не изменяется), получим искомое возмущение плотности  $\rho_1$ .

Решение задачи (12) ищем в виде дискретного ряда Фурье в достаточно большой сеточной области  $-l/2 \leq x, y \leq +l/2$ . Связь между гармониками функции интенсивности  $I_1(x' - n\tau, y', z)$  и функции давления  $p_1(x', y', z, 0)$  получаем из волнового уравнения. В итоге находим:

$$\begin{aligned} I(x' - n\tau, y', z) &= \sum_{i=1}^{N_x} \sum_{j=1}^{N_y} A_{ij}(z) \sin \left[ \pi i \left( \frac{x'}{l} + \frac{1}{2} \right) \right] \sin \left[ \pi j \left( \frac{y'}{2} + \frac{1}{2} \right) \right]; \\ p_1(x', y', z, 0) &= \frac{\tau}{M^2} \sum_{i=1}^{N_x} \sum_{j=1}^{N_y} A_{ij}(z) \cos[\omega_{ij} n\tau] \sin \left[ \pi i \left( \frac{x'}{l} + \frac{1}{2} \right) \right] \sin \left[ \pi j \left( \frac{y'}{2} + \frac{1}{2} \right) \right]; \\ \omega_{ij} &= \left( \frac{\pi}{Ml} \right)^2 (i^2 + j^2). \end{aligned} \quad (13)$$

В целях экономии машинной памяти и машинного времени предлагается смещать центр сеточной области от импульса к импульсу на величину  $n\tau/2$  вдоль оси  $x$ . При этом, не снижая точности расчетов, удастся уменьшить размер сеточной области  $l$ . Количество предыдущих импульсов, которое необходимо учитывать для построения возмущенного поля давления по формулам (13), можно определить из условия, чтобы акустический сигнал, испущенный из области, занятой излучением в момент времени  $t_* = -n\tau$ , отразившись от границ сеточной области, не успел бы дойти до области, занятой излучением в момент времени  $t = 0$ . Если при этом вклад последнего импульса в общую сумму возмущения давления  $p_1$  достаточно велик, то вклад от последующих импульсов учитывался по приближенной формуле, которую можно получить из известного решения [11] волнового уравнения (12) в квадратурах:

$$\begin{aligned} p_1(x', y', z, 0) &= \frac{M^{-3/2}}{\pi \sqrt{2n\tau}} \int_0^{2n\tau/M} \sqrt{\varepsilon} \frac{\partial^2 g(\xi(\varepsilon))}{\partial \xi^2} d\varepsilon - \frac{M^{-1/2}}{\pi (2n\tau)^{3/2}} \int_0^{2n\tau/M} V \varepsilon^{-} \frac{\partial g(\xi(\varepsilon))}{\partial \xi} d\varepsilon; \\ \xi(\varepsilon) &= -\varepsilon + x' + n\tau \frac{1-M}{M}; \quad g(\xi) = \tau \int_{-\infty}^{+\infty} I_1(\xi, \eta, z) d\eta. \end{aligned} \quad (14)$$

В конечном итоге процедуру вычисления главного члена возмущения плотности в квазистационарном пределе можно записать

$$\rho_1(x, y, z) = M^2 \sum_{n=1}^{n_{\max}} p_{1,n}(x', y', z) - \tau \sum_{n=1}^{n_{\max}} I_1(x' - n\tau, y', z), \quad (15)$$

где функция  $p_{1,n}$  вычисляется по алгоритму (13), либо (15). Напомним, что в действительности функция  $\rho_1$  в квазистационарном пределе является периодической. Выражение (15) описывает эту функцию в конце периода, в момент испускания очередного самовоздействующего импульса, для которого строится решение уравнения оптики (8).

Перейдем к рассмотрению результатов расчетов самовоздействия. Общая закономерность для квазистационарного предела — колебательный характер возмущений плотности в тепловом следе, что можно видеть на рис. 1. В некоторых случаях это приводит к образованию соответствующих локальных максимумов интенсивности в тепловом следе. На рис. 4 представлены зависимости пика интенсивности  $I_{\max}$  от периода  $\tau$  для трех ситуаций: кривая (1)  $M = 2$ ;  $F = 5$ ;  $N_\alpha = 0,1$ ; (2)  $M = 0,8$ ;  $F = 5$ ;  $N_\alpha = 0,1$ ; (3)  $M \ll 1$ ;  $F = 5$ ;  $N_\alpha = 0$ .

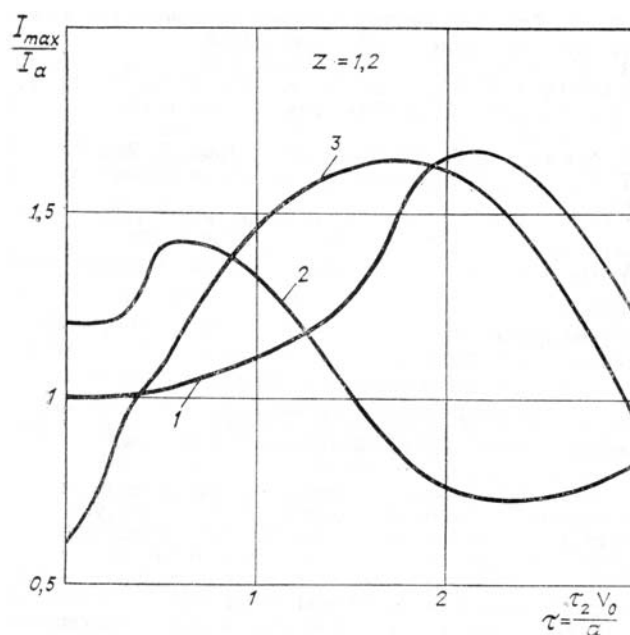


Рис. 4

Выбранное расстояние по ходу пучка  $z = 1,2$  близко к фокальному для большинства вариантов. Цель выполненного исследования — определить периоды, при которых самофокусировка максимальна, например, в окрестности пика. Минимальные значения периода  $\tau$ , при которых были выполнены расчеты, составили  $\tau = 0,25 - 0,3$ . При  $\tau = 0$  использованы значения пика интенсивности, которые были получены при расчете стационарного самовоздействия непрерывного излучения на соответствующих газодинамических режимах. На конвективном (кривая 3) режиме оптимальным является период между импульсами  $\tau_2 = 1,8\tau_v$ , на сверхзвуковом (1) режиме —  $\tau_2 \approx 2\tau_v$ , на дозвуковом (2) —  $\tau_2 \approx 0,6\tau_v$ . Сильное понижение пика интенсивности  $I_{max}$  с ростом периода на дозвуковом режиме обусловлено раздвоением пика интенсивности.

В заключение отметим, что для неустановившегося импульсно-периодического излучения эффект теплового самовоздействия имеет экстремум (например, по пику интенсивности и его окрестности), причем максимальное значение интенсивности может значительно превышать первоначальное значение и соответствующее значение для квазистационарного предела. Варьирование периода между импульсами позволяет добиться максимального прироста пика интенсивности на конвективном, дозвуковом и сверхзвуковом газодинамических режимах.

1. Зуев В. Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере. М.: Радио и связь. 1981.
2. Распространение лазерного пучка в атмосфере /Под ред. Д. Стробена. М.: Мир. 1981.
3. Воробьев В. В. Тепловое самовоздействие лазерного излучения в атмосфере (теория и модельный эксперимент). М.: Наука. 1987.
4. Ulrich P. V., Wallace J. //Opt. Soc. Amer. 1973. V. 63. № 1. P. 8—12.
5. Wallace J., Lilly J. Q. //Opt. Soc. Amer. 1974. V. 64. № 12. P. 1651—1655.
6. Лилли Дж. К., Миллер Т. К. //Ракетная техника и космонавтика. 1977. Т. 15. № 3. С. 177.
7. Коган М. Н., Кучеров А. Н. //ДАН СССР. 1980. Т. 250. № 3. С. 575—577.
8. Пейре Р., Тейлор Т. Вычислительные методы в задачах механики жидкости. Л.: Гидрометеоиздат, 1986.
9. Fleck J. A., Morris J. R., Feit M. D. //Appl. Phys. 1976. V. 10. № 2. P. 129.
10. Кучеров А. Н. //ЖТФ. 1982. Т. 52. Вып. 8. С. 1549—1557.
11. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М.: Наука. 1972.

Институт физики атмосферы  
АН СССР, Москва

Поступила в редакцию  
19 сентября 1988 г.

V. V. Vorobjev, M. N. Kogan, A. N. Kucherov, E. V. Ustinov. **Thermal Blooming of Repetitively Pulsed Optical Irradiance in Gas Flow.**

Nonstationary thermal blooming of repetitively pulsed irradiance was studied on the subsonic and supersonic gasdynamic regimes. Investigation was made by computer calculation of paraxial optical nonlinear equation with linearized gasdynamic equations. Special variant calculations were made from initial of series of impulses to quasistationary limit. Nonmonotonous of the thermal blooming was found and enhanced peak intensity with respect to initial and quasistationary values was also found. Frequency (period) effects on thermal blooming was demonstrated on example of quasistationary limit.