

03;04;12

Формирование квазистационарного сверхзвукового течения с импульсно-периодическим плазменным теплоисточником

© П.К. Третьяков, В.И. Яковлев

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, Новосибирск

Поступило в Редакцию 18 февраля 1998 г.

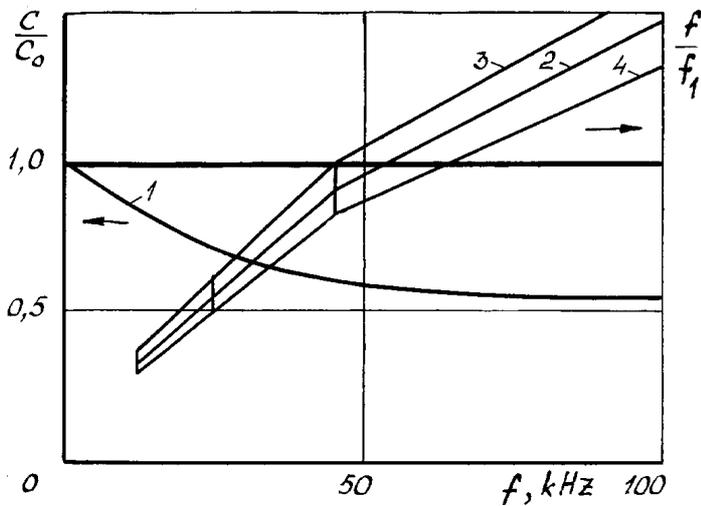
Проводится анализ экспериментальных данных о влиянии импульсно-периодического оптического разряда в сверхзвуковом потоке аргона на аэродинамическое сопротивление обтекаемых тел. Из установленной взаимосвязи параметров лазерного излучения и потока определена пороговая частота лазерных импульсов, определяющая переход к квазистационарному режиму течения.

В проблеме управления сверхзвуковыми течениями внешним энергоподводом наряду с традиционными (горение топлив) способами исследуются также возможности использования лазерного излучения [1,2]. При оптическом пробое газа в потоке формируется локализованная высокотемпературная область — плазменный теплоисточник. Численным моделированием показано, что при определенных условиях локальный теплопровод может привести к существенной перестройке газодинамической структуры течения при обтекании тел [3]. Экспериментальные исследования ограничивались изучением нестационарных процессов при взаимодействии импульсного теплоисточника с ударно-волновой структурой перед обтекаемым телом [4]. Дефицит экспериментальных исследований стационарных режимов объясняется требованием высоких энергетических параметров лазерного излучения, необходимых для стабилизации оптического разряда в высокоскоростном потоке газа. С целью получения и исследования стационарных режимов в [4] предпринималась попытка использовать серию из нескольких лазерных импульсов. Однако из-за небольшой продолжительности всего процесса систематизированные данные не были получены, хотя результаты экспериментов позволили сделать вывод о возможности организации квазистационарного течения при импульсном энергоподводе в поток газа.

Стабилизация оптического разряда в сверхзвуковом потоке была осуществлена в [5] путем использования импульсно-периодического излучения углекислотного лазера с высокой (до 100 kHz) частотой следования лазерных импульсов. Было определено [2], что эффект воздействия энерговыделения зависит от частоты и проявляется в изменении аэродинамического сопротивления обтекаемых тел. Из характера полученной в эксперименте частотной зависимости этого параметра был сделан вывод об установлении квазистационарного течения при частоте более 50 kHz. Однако детальный анализ условий и механизмов, определяющих изменение характера течения, не проводился. Цель данной работы — изучение на основе результатов экспериментов основных факторов и условий перехода к установившемуся режиму сверхзвукового течения с импульсно-периодическим плазменным теплоисточником.

Сверхзвуковой поток аргона получался в аэродинамической установке [2], обеспечивающей число Маха 2 при параметрах торможения: давление 0.45 МПа, температура 293 К. В рабочем диапазоне частот 12.5–100 kHz средние значения мощности лазерных импульсов составляли 113–16 kW, плотности мощности $(3.7–0.5) \cdot 10^{12}$ W/m², хотя реальные пиковые значения превышали средние в 2–3 раза в течение ≈ 0.3 μ s при полной длительности импульса 1.2 μ s [6]. Обобщенные результаты измерений [2] характера изменения относительной величины аэродинамического сопротивления C/C_0 (где C_0 — измеряемый параметр в отсутствие плазменного теплоисточника) обтекаемых тел представлены на рисунке линией 1. Определяемый параметр уменьшается при увеличении частоты импульсов f и практически сохраняет значение ≈ 0.55 при $f > 50$ kHz, что свидетельствует об установлении течения, соответствующего по характеру воздействия стационарному.

Условие создания установившегося волнового фронта перед импульсно-периодическим оптическим разрядом в приближении точечного и мгновенного энерговыделения в потоке газа со скоростью u и формулируется в [7] в виде $R(t_0) = ut_0$, где R — радиус сферической ударной волны; t_0 — интервал времени, за который она смещается вниз по потоку на расстояние R . Исходя из известного [8] автомодельного решения $R(t) = (E/\alpha\rho)^{1/5}t^{2/5}$, где E — энергия импульса, ρ — начальная плотность газа, α — зависящая от отношения удельных теплоемкостей γ величина, определяется пороговая частота $f_0 = 1/t_0$.



Зависимость экспериментальных C/C_0 (1) и расчетных f/f_1 (2-4) данных от частоты следования лазерных импульсов, $\gamma = 1.2$ (2), 1.25 (3), 1.15 (4).

Результаты экспериментов показали, что область энерговыведения характеризуется сильным свечением и имеет заметную протяженность по оси потока. Измеренная длина этой области зависит от условий визуализации, которые характеризуются наложением многих вспышек свечения, и при минимальном времени экспозиции с плотными светофильтрами составляет 5–7 мм. Экспериментальное определение протяженности теплоисточника L вследствие указанных причин может привести к значительной погрешности результатов измерений. Однако, учитывая известный [9] механизм развития оптического разряда, при котором поглощение излучения происходит за фронтом светодетонационной волны, этот параметр можно определить расчетным путем из соотношения $L = \int_0^{\tau} V dt$, где τ — длительность лазерного импульса, V — скорость фронта, $V = [2(\gamma^2 - 1)J/\rho]^{1/3}$. Плотность мощности излучения J определялась из регистрируемых в эксперименте энергетических характеристик и динамики лазерных импульсов с учетом параметров фокусировки. В диапазоне частот 12.5–100 kHz $L = 12$ –6.2 мм (диапазон скоростей фронта 11–5.7 мс) соответственно. В экспериментах

также наблюдалось увеличение протяженности области свечения при уменьшении частоты, что обусловлено повышением энергии импульсов.

Таким образом, в газе периодически происходит практически "мгновенное" ($\tau \ll 1/f$ — интервал времени между импульсами, от $10 \mu\text{s}$ и более) образование протяженной области плазмы, которая к моменту следующего импульса смещается вниз по потоку на расстояние u/f . Поэтому условие перехода к квазистационарному режиму течения можно выразить равенством масштабного фактора u/f протяженности плазменного теплоисточника: $u/f_1 = L$, из которого определяется пороговая частота f_1 . Расчетные данные в виде относительных значений f/f_1 (для $\gamma = 1.2$) представлены на рис. 1 линией 2. Представлены также данные для $\gamma = 1.25$ (3) и 1.15 (4), что по оценкам может соответствовать параметрам состояния аргоновой плазмы в области оптического пробоя. Причем этот диапазон γ находится вблизи, но в пределах границы, определяющей устойчивость ударных волн [10]. Из данных на рисунке следует, что $f/f_1 = 1$ в диапазоне частот 45–65 кГц. Это коррелирует с результатами экспериментов (1), показывающими на достижение установившейся величины эффекта в этом же диапазоне частот. Проведенный также анализ возможного влияния осевого расширения нагретого газа показал, что увеличение протяженности теплоисточника в период между импульсами привело бы к уменьшению f_1 и выполнению условия $f/f_1 = 1$ в области низких частот, где наблюдается частотная зависимость измеряемого параметра C/C_0 . Следовательно, результаты экспериментов свидетельствуют о слабом проявлении этого эффекта.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по гранту № 96–01–01947.

Список литературы

- [1] *Nemchinov I.V., Artem'ev V.I., Bergelson V.I.* et al. // *Shock Waves*. 1994. N 4. P. 35–40.
- [2] *Третьяков П.К., Гаранин А.Ф., Грачев Г.Н.* и др. // *ДАН*. 1996. Т. 351. № 3. С. 339–340.
- [3] *Георгиевский П.Ю., Левин В.А.* // *Письма в ЖТФ*. 1988. Т. 14. В. 8. С. 684–687.

- [4] Борзов В.Ю., Мизайлов В.М., Рыбка И.В. и др. // ИФЖ. 1994. Т. 66. № 5. С. 515–520.
- [5] Третьяков П.К., Грачев Г.Н., Иванченко А.И. и др. // ДАН. 1994. Т. 336. № 4. С. 466–467.
- [6] Grachev G.N., Ponomarenko A.G., Smirnov A.L. et al. // SPYE Proceedings. 1996. V. 2702. P. 407.
- [7] Myrabo L.N., Raizer Y.P. // 25th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conference. Colorado Springs, 1994. AIAA 94–2451. P. 1–13.
- [8] Sedov L.I. Similarity and Dimensional Methods of Mechanics. New York: Academic Press, 1959.
- [9] Raizer Y.P. Gas Discharge Physics. New York, Berlin: Springer-Verlag, 1991.
- [10] Тарнавский Г.А., Федосов В.П. // Численные методы механики сплошной среды. Т. 17. № 4. С. 150–166.