

04;07

Динамика плазмы оптического пульсирующего разряда в сверхзвуковом потоке: эксперимент и аналитическая модель квазистационарного течения

© В.И. Яковлев

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, Новосибирск
E-mail: yakovlvi@itam.nsc.ru

Поступило в Редакцию 1 декабря 2000 г.

Используя физическую модель оптического пробоя в газе, теорию течения взрыва, известные результаты численного моделирования динамики плазмы пробоя вдоль лазерного луча, а также результаты эксперимента и проведенных оценок, разработан аналитический метод определения конфигурации волновой структуры и параметров квазистационарного течения при расширении плазмы оптического пульсирующего разряда в сверхзвуковом потоке.

Для изучения новых возможностей управления сверхзвуковыми течениями и обтеканием тел путем локализованного подвода энергии проведен значительный объем численных и экспериментальных исследований [1,2]. В анализе данных экспериментов с оптическим пульсирующим разрядом (ОПР) [3,4] использован подход, позволивший определить условие перехода к квазистационарному течению и объяснить наблюдаемую конфигурацию волновой структуры в окрестности области энергоподвода. Проведенное в данной работе обоснование этого подхода на основе анализа динамики плазмы разряда завершает создание упрощенной (без учета диссипативных и нестационарных процессов) аналитической модели, позволяющей прогнозировать волновую структуру и параметры квазистационарного течения при воздействии пульсирующего лазерного излучения на сверхзвуковой поток.

Из известных механизмов распространения разряда по лазерному лучу [5,6] в случае острой фокусировки лазерное излучение поглощается в тонком (меньше диаметра луча) слое за фронтом светодетонационной волны (СДВ). Скорость V распространения фронта определяется выражением [5]: $V = [2(\gamma^2 - 1)W/s\rho_0]^{1/3}$, где γ — эффективный показатель

адиабаты, W, s — мощность, площадь сечения луча и ρ_0 — начальная плотность газа. В эксперименте с излучением CO_2 -лазера [2] в диапазоне $W/s = 10^8 - 10^9 \text{ W/cm}^2$ эта скорость гиперзвуковая (несколько km/s). Параметры потока за фронтом (индекс W) определяются из известных для детонационной волны соотношений (обозначения общепринятые): $\rho_W/\rho_0 = (\gamma + 1)/\gamma$, $P_W/\rho_0 V^2 = 1/(1 + \gamma)$, $\varepsilon_W/V^2 = \gamma/(\gamma + 1)^2(\gamma - 1)$, $b = \gamma\varepsilon_W$, $u_W = c_W = \gamma V/(\gamma + 1)$. Для условий [2] при частоте следования лазерных импульсов $f = 100 \text{ kHz}$. $V = 5.7 \text{ km/s}$, $P_W = 340 \text{ atm}$, $\varepsilon_W = 40 \text{ MJ/kg}$. Температура плазмы аргона составляет $\approx 25000 \text{ K}$, а эффективный показатель адиабаты $\gamma \approx 1.2$. Эти параметры достигаются в узкой зоне СДВ при диаметре сфокусированного лазерного луча r_0 не более $0.10 - 0.12 \text{ mm}$. При расширении плазмы формируется тепловой след в основном потоке. Как показали результаты численного моделирования [7], поле стационарного течения плазмы соответствует недорасширенному истечению из звукового сопла (скорость c_W) в спутный гиперзвуковой поток (V) с ускорением среды до высокой скорости на протяжении нескольких сотен диаметров "сопла" (r_0). Также показано, что радиус ударной волны и распределение давления в асимптотической области (расстояние от фронта $x \gg r_0$) близки к расчетным на основе модели точечного взрыва, а другие параметры соответствуют расчетным в предположении изэнтропичности течения ввиду слабой интенсивности скачков во внутренней области потока.

При визуализации потока с ОПР тепловой след наблюдался при условии квазистационарности [2,3]: $l \cong u/f \cong V\tau$, где l — протяженность плазмы пробоя, u — скорость сверхзвукового потока, τ — длительность лазерного импульса. Большая протяженность следа (не менее $300 r_0$) дает основание не учитывать диссипативные процессы (вихреобразования и смешения потоков газа и плазмы) на его начальном участке. Вблизи разряда формируется также ударная волна (УВ, как при обтекании тела) в результате суперпозиции нестационарных ударных волн при каждом оптическом пробое. Ее конфигурация $r(x)$ близка к расчетной в приближении точечного взрыва [8] (с $x = ut$). Радиус теплового следа также соответствует расчетному при учете высокой ($V \gg u$) скорости распространения разряда [4]. Несмотря на значительный интервал времени между лазерными импульсами ($1/f > \tau$), квазистационарное решение для теплового следа близко к стационарному при таком же значении W/s . Это объясняется динамикой давления в области пробоя.

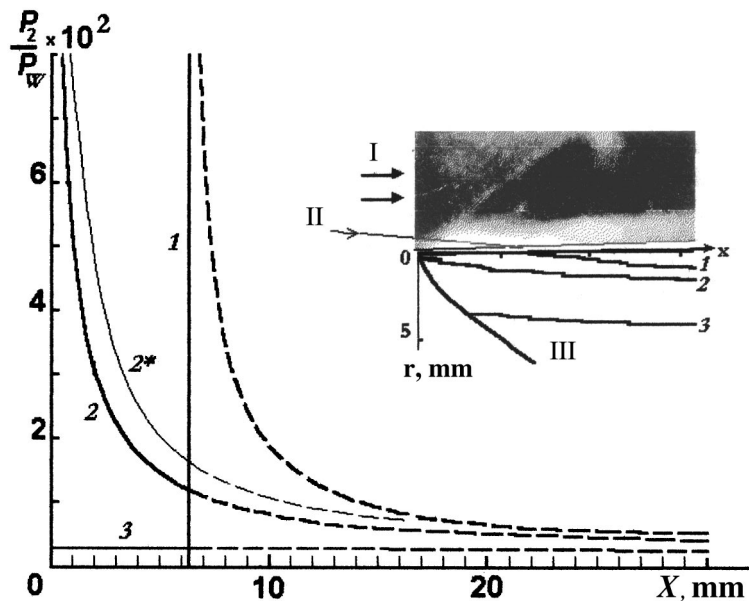


Рис. 1. Распределение относительного давления в области оптического разряда в зависимости от момента времени после пробоя: 1 — $t = 0$, 2 — $t = \tau$, 3 — $t = 1/f$; 2* — учет радиального расширения плазмы. I — сверхзвуковой поток, II — луч лазера, III — ударная волна.

Так как в эксперименте условие сильного взрыва (автомодельность) не выполнялось, использовалось приближенное решение цилиндрической симметрии ($r_0 \gg l$), учитывающее противодействие [9]. На рис. 1 представлены профили относительной величины давления во фронте волны $P_2(x)/P_w$, соответствующие: начальному моменту ($t = 0$) лазерного импульса (вертикальная линия 1 — $P_2 = P_w$), его окончанию ($t = \tau = 1.1 \mu\text{s}$ — 2) и началу следующего лазерного импульса (3 — $t = 10 \mu\text{s}$ для $f = 100 \text{ kHz}$). Ось x совпадает с направлением потока газа и лазерного излучения, сфокусированного в точке $x = 6.3 \text{ mm}$ ($t = 0$). СДВ движется навстречу лучу и при $t = \tau$ $x = 0$. Штриховыми линиями продолжены соответствующие решения в расширенной области x (или t), показывая профиль (динамику) давления без ограничения

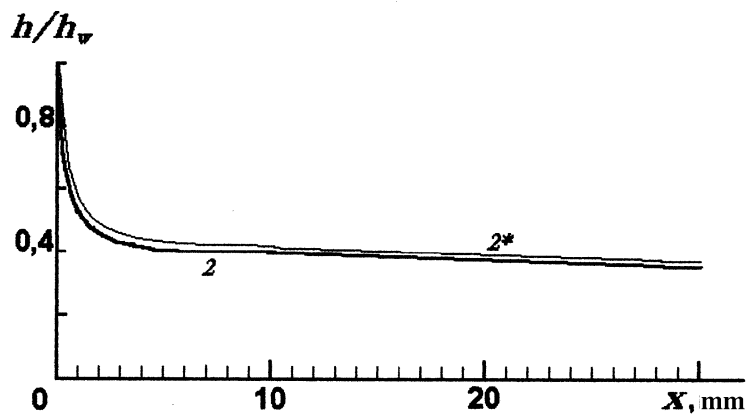
длительности излучения. В действительности пробой происходит в ограниченном диапазоне $x \cong 0-6.3 \text{ mm}$ ($= l = V\tau$), и поэтому реальные профили давления несколько отличаются. Однако выявленная характерная особенность процесса показывает, что на расстоянии в несколько диаметров луча ($\sim 1 \text{ mm}$) за фронтом СДВ происходит очень резкое уменьшение давления, так что при любом положении фронта величины давления в плазме и потоке газа становятся близкими уже на расстоянии порядка l . Это означает, что за нестационарной областью оптического пробоя устанавливается вполне определенный квазистационарный (т.е. слабо изменяющийся во времени) уровень давления соответственно других параметров. Повторяющиеся лазерные импульсы поддерживают установившийся режим течения. Вопрос о величине установившегося давления решается сравнением результатов визуализации и собственного свечения следа и расчетов радиуса $r(x)$ в разные моменты времени от начала лазерного импульса. На вставке рис. 1 эти решения представлены (линиями 1-3) в одном масштабе с 1/2 фото потока вблизи области пробоя. Результаты расчета (2) и эксперимента близки при $t = \tau$, когда в движение вовлечено максимальное количество газа.

Поэтому профиль давления в момент окончания лазерного импульса используется для расчета других параметров течения в следе. Для определения давления (после взрыва) в центре потока используется также условие автомодельности его профиля с уровнем ("плато") давления βP_2 [8], где $\beta = 0.43$ при $\gamma = 1.2$. Это условие выполняется и для относительно слабых волн, но в ограниченном диапазоне параметров, что необходимо учитывать при больших $r(x)$ соответствующим изменением коэффициента β . Обозначив степень понижения давления плазмы параметром $p = \beta P_2/P_W$ для изэнтропического [7] течения, получаем расчетные соотношения: $b/b_W = p^n$, $\rho/\rho_0 = p^{(1-n)}(1 + \gamma)/\gamma$, где $n = (\gamma - 1)/\gamma$. Скорость потока плазмы u_p и число Маха (в тепловом следе) определяются аналогичным образом:

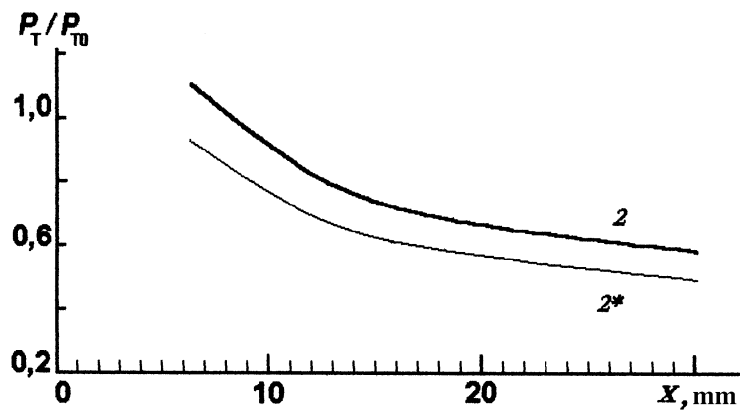
$$u_p/V = [1 + 2(1 - p^n)/(\gamma - 1)]^{1/2} \gamma/(1 + \gamma),$$

$$M_p = (u_p/V - 1)(1 + \gamma)/\gamma p^{n/2}.$$

На рис. 2 представлены распределения энтальпии (a) и относительного (к основному потоку без плазмы P_{TO}) давления торможения P_T/P_{TO} (b) за ОНР ($f = 100 \text{ kHz}$) в сверхзвуковом ($M = 2$) потоке аргона. Использовалось прежнее значение $\gamma = 1.2$, что оправдано



a



b

Рис. 2. Относительное изменение энтальпии (a) и давления торможения (b) за оптическим пульсирующим разрядом в сверхзвуковом ($M = 2$) потоке аргона.

соответствующей оценкой. При переходе к квазистационарной области уменьшение энтальпии соответствует снижению температуры до 12 500 К. Существенно, на два порядка, уменьшается плотность газа

в следе. Число Маха вследствие высокой местной скорости звука относительно невелико $M_p \approx 1.4$ при высокой скорости потока (более 2.6 km/s в лабораторной системе). В результате энергоподвода излучения давление торможения уменьшается в 1.5–2 раза в ближней области следа ($x = 10\text{--}20\text{ mm}$). Это коррелирует с результатами измерений [2,4], показавших в близких условиях снижение аэродинамического сопротивления обтекаемых тел на величину до 50%. Таким образом, за областью оптического пробоя на расстоянии порядка $l \approx V\tau$ формируется высокотемпературный разреженный сверхзвуковой поток (тепловой след). Об этом косвенно также свидетельствует характер свечения: высокая яркость плазмы пробоя резко сменяется относительно слабым свечением вниз по потоку.

В данной модели имеется также возможность оценить эффекты неоднородности течения вследствие радиального расширения и радиационных потерь плазмы пробоя. Первый оценивается введением дополнительного параметра [5] $\delta = 1/(1 + 2c_w \Delta x/Vr_0)$ с применением в расчете эффективного значения $\delta(W/s)$ вместо W/s . Поскольку $c_w/V = \gamma(\gamma + 1) \approx 0.5$, то при длине пробега кванта света $\Delta x \sim 2r_0$ (условие существования СДВ) минимальное значение $\delta \approx 0.5$. В экспериментах плотность мощности превышала пороговую незначительно, поэтому для оценки использовалась эта величина. Результаты представлены на рис. 1–2 в виде (2*). Изменение параметров потока относительно невелико, что обусловлено слабой зависимостью $V \sim W^{1/3}$ и небольшим снижением P_w .

Радиационные потери оцениваются предельным значением интегрального лучистого потока $S_R(x) = 4\pi \int \varepsilon_s(T, n_E, n_I) dx$ плазмы пробоя протяженностью x от фронта СДВ. Приближенное выражение для интегральной (по спектру) излучательной способности ε_s плотной аргоновой плазмы получено в [10] при исследовании непрерывного оптического разряда. Используется также расчетное распределение параметров за фронтом СДВ. Сравнение лучистого потока с массовым потоком энергии $S_M \approx \rho_0 V b_w$ позволяет решить вопрос о роли радиационных потерь энергии в общем энергетическом балансе. Для условий эксперимента $S_M \approx 6.3 \cdot 10^7 \text{ W/cm}^2$, что коррелирует с плотностью потока лазерного излучения $W/s \approx (0.5\text{--}1) \cdot 10^8 \text{ W/cm}^2$, обеспечивающего нагрев и движение газа в области пробоя. Расчетное распределение интегральной излучательной способности плазмы аргона за фронтом СДВ показывает ее резкое снижение (на три порядка) на расстоянии порядка

поперечного размера луча (не более 0.2 mm). Именно эта область дает доминирующий вклад ($2.2 \cdot 10^6 \text{ W/cm}^2$) в величину суммарного лучистого потока $S_R = 2.24 \cdot 10^6 \text{ W/cm}^2$ для всей длины (6.3 mm) области пробоя. Получается, что $S_R/S_M = 0.036 \ll 1$ и, следовательно, эффект радиационных потерь незначителен.

Список литературы

- [1] *Fomin V.M., Tretyakov P.K., Yakovlev V.I.* // Int. Conf. on the Methods of Aerophys. Research: Proc. Pt 2. Novosibirsk, Russia, 2–6 Sept., 1996. P. 210–220.
- [2] *Третьяков П.К., Гаранин А.Ф.* и др. // ДАН. 1996. Т. 351. № 3. С. 339–340.
- [3] *Третьяков П.К., Яковлев В.И.* // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. В. 6. С. 8–12.
- [4] *Третьяков П.К., Яковлев В.И.* // ДАН. 1999. Т. 365. № 1. С. 58–60.
- [5] *Raizer Yu.P.* Gas Discharge Physics. New York, Berlin: Springer-Verlag, 1991.
- [6] *Фишер В.И.* // ЖТФ. 1983. Т. 53. № 11. С. 2143–2147.
- [7] *Thomas P.D.* // AIAA-Journal. 1977. V. 15. N 10. P. 1405–1409.
- [8] *Sedov L.I.* Similarity Dimensional Methods of Mechanics. NY: Academic Press, 1959.
- [9] *Коробейников В.П.* Задачи теории точечного взрыва. М.: Наука, 1985.
- [10] *Козлов Г.И., Кузнецов В.А., Масюков В.А.* // ЖЭТФ. 1974. Т. 66. № 3. С. 954–964.