

03;07

Численное исследование скорости распространения светодетонационных волн при поглощении мощного лазерного излучения в воздухе повышенной плотности

© С.Ю. Пирогов, Д.Г. Белянин, А.С. Юрьев, В.В. Типаев,
А.В. Филатов

Военно-космическая академия имени А.Ф. Можайского, Санкт-Петербург
E-mail: kafedra17@rambler.ru

В окончательной редакции 11 мая 2010 г.

В рамках модели невязкого, равновесного, излучающего воздуха выполнено численное исследование пространственно-временных газодинамических структур плазменных образований, создаваемых в неподвижном воздухе повышенной плотности с помощью мощного несфокусированного лазерного луча в светодетонационном режиме поглощения лазерного излучения. В качестве варьируемых параметров были выбраны интенсивность лазерного излучения и плотность воздуха. Приводятся зависимости скорости распространения светодетонационной волны от интенсивности лазерного излучения при повышенных плотностях воздуха.

Одним из способов эффективного энергоподвода в неподвижный и подвижный воздух в настоящее время рассматривается энергоподвод с помощью лазерного излучения (ЛИ), которое может поглощаться в воздухе в нескольких режимах [1–3]: дозвуковая радиационная волна (режим медленного горения), светодетонационная волна (СДВ), сверхзвуковая радиационная волна (СРВ), быстрая волна ионизации.

Указанные режимы реализуются при различных параметрах атмосферы и лазерного излучения. В работах [2–7] исследовалось влияние интенсивности ЛИ и плотности воздуха на скорость распространения СДВ. В этих работах экспериментально и численно был выявлен сложный характер зависимости скорости распространения СДВ от плотности воздуха. В диапазоне давлений (0–760 Торг) обнаружено существование

максимума скорости СДВ, а также изменение характера зависимости скорости СДВ от плотности воздуха, кроме того, определена граница реализации СДВ, которая соответствует давлениям порядка 5–10 Торг.

В работе [8] была получена зависимость для скорости СДВ, в которой показано, что скорость СДВ пропорциональна интенсивности лазерного излучения в степени 0.33.

Дальнейшие исследования показали, что вместо светодетонационного режима поглощения чаще реализуется режим СРВ, когда определяющую роль начинают играть процессы испускания и поглощения излучения сплошного спектра, зарождающегося в горячей плазме [4,5]. В этом случае скорость СДВ пропорциональна интенсивности лазерного излучения в степени 0.72. В работе [7] показано, что при уменьшении плотности воздуха показатель степени увеличивается до 0.9. В то же время практически отсутствуют работы, в которых исследовалась бы СДВ при плотностях воздуха, выше атмосферных.

Численное исследование СДВ в воздухе повышенной плотности выполнено в рамках модели невязкого, равновесного, излучающего воздуха. Считалось, что поле излучения находится в состоянии локального термодинамического равновесия.

Допущения, определяющие физическую модель газа и поля излучения, обоснованы, исходя из анализа особенностей физических процессов, протекающих при светодетонационном поглощении ЛИ в неподвижном воздухе повышенной плотности.

Анализ газодинамических процессов показывает, что непосредственно за СДВ и образующем за ней аэродинамическом следе происходит интенсивный радиальный разлет газа, близкий к адиабатическому. Этот разлет газа определяется в основном силами давления, а роль вязких сил пренебрежимо мала во всей возмущенной области.

При больших температурах порядка 10^5 К, которые достигаются за СДВ, как показано в [8–10], роль теплопроводностного механизма переноса энергии мала по сравнению с механизмом переноса энергии излучением и им можно пренебречь. Использование модели равновесного воздуха обосновывается тем, что при температурах порядка 10^5 К характерные времена различных релаксационных процессов становятся сравнимыми между собой, а высокая плотность воздуха обуславливает их значения, намного меньшие характерного газодинамического времени задачи и способствует установлению состояния близкого к равновесному.

Допущение о локальном термодинамическом равновесии, находясь в тесной связи с выбором модели равновесного газа, обосновывается выводами работы [10]. В работе было использовано диффузионное приближение процесса переноса излучения, в котором поток излучения предполагается пропорциональным градиенту истинной плотности энергии излучения, даже если она сильно отличается от равновесной. Такое приближение, строгое для изотропного поля излучения, качественно правильно отражает картину переноса излучения, даже когда распределение интенсивности по углам сильно анизотропно [11].

Математическая модель процесса построена на базе системы уравнений газовой динамики, записанных в цилиндрической системе координат [9], и дополненной уравнениями переноса излучения в квазистационарном диффузионном многогрупповом приближении [10].

Система уравнений газовой динамики решалась методом [9] повышенного порядка точности с применением принципа минимальных значений производной [12] совместно с уравнением диффузии излучения, которое решалось методом „ α - β “ прогонки [10].

Использовалась девятигрупповая модель коэффициентов поглощения воздуха, составленная на основании таблиц работы [13] и расширенная на область высоких частот ($0.015 \leq h\nu \leq 80$ eV). Для модели равновесного газа использовались явные аппроксимации термодинамических функций до температуры 20 000 К [14] и приближенная интерполяционная формула для внутренней энергии при более высоких температурах [11].

Расчеты проводились в цилиндрической области, в которой задавались параметры неподвижного воздуха. Луч ЛИ, интенсивность в котором распределена по закону нормального распределения, направлен против направления оси x (см. рис. 1). Принималось, что изменение интенсивности ЛИ в луче при прохождении области СДВ происходит по экспоненциальному закону.

Для инициирования СДВ в начальный момент времени в воздухе соосно расчетной области задавалась горячая область с радиусом r_0 и температурой не менее 1.7 eV (см. рис. 1). Для решения уравнений газовой динамики использовались граничные условия непротекания на оси симметрии и мягкие граничные условия на всех остальных границах. Для уравнений диффузии излучения в каждой группе при задании граничных условий на свободных границах используется предположение об отсутствии падающего извне в расчетную область излучения.

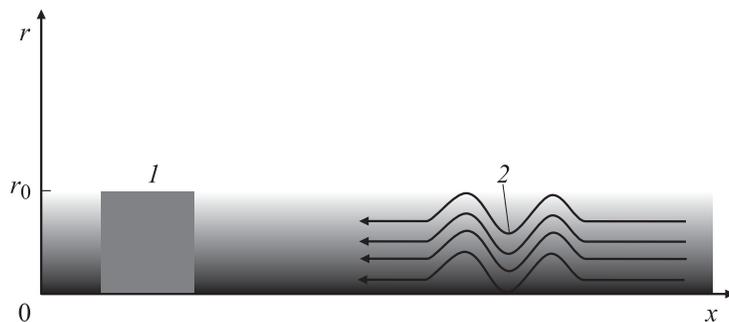


Рис. 1. Схема расчетной области. *I* — горячая область с температурой $T \geq 1.7$ eV, *2* — лазерное излучение.

Особенности построения математической модели, методов ее численного решения, а также результаты сравнения численных значений скорости распространения СДВ с экспериментами изложены в работе [15].

Расчеты светодетонационных факелов, возникающих в воздухе повышенной плотности, проводились для непрерывного лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ (CO_2 -лазер), при этом интенсивность излучения варьировалась в диапазоне $130\text{--}1300 \text{ MW/cm}^2$. Расчеты были выполнены для относительных плотностей $\bar{\rho} = 1, 3, 5, 10$ и 15 , где $\bar{\rho}$ определялась как отношение текущей плотности воздуха ρ к плотности воздуха при нормальных условиях ρ_0 :

$$\bar{\rho} = \frac{\rho}{\rho_0}.$$

О возникновении СДР в процессе выполнения расчета делалось заключение по следующим признакам: степень поглощения ЛИ составляет $80\text{--}90\%$; в сторону, противоположную направлению ЛИ распространяется волна, структура которой не меняется во времени; в следе за СДВ образуется протяженный канал с повышенной температурой и пониженной плотностью.

Пример такой картины представлен на рис. 2, где представлены поля давления, относительной плотности, температуры и относительной интенсивности лазерного излучения. Видно, что лазерный луч поглощается в тонком слое во фронте СДВ (рис. 2, *d*).

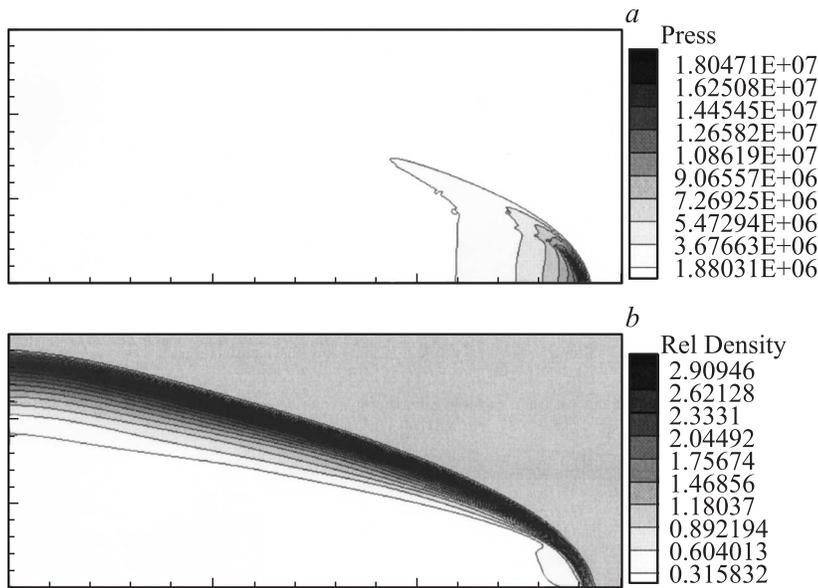


Рис. 2. Результаты численного расчета факела, образующегося при светодетонационном поглощении лазерного излучения ($\lambda = 10.6 \mu\text{m}$, $\bar{p} = 5$, $J = 640 \text{ MW/cm}^2$). *a* — поле давления, *b* — поле относительной плотности, *c* — поле температуры, *d* — поле относительной интенсивности лазерного излучения.

На основе результатов расчетов методом регрессионного анализа были построены и рассчитаны зависимости скорости распространения СДВ V от интенсивности ЛИ J с $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ (рис. 3), которые могут быть представлены в виде:

$$V = a \cdot J^b,$$

где a и b — коэффициенты, значения которых представлены в таблице.

Как видно на рис. 3, при увеличении интенсивности лазерного излучения независимо от плотности воздуха сохраняется степенной закон зависимости скорости распространения СДВ от интенсивности лазерного излучения.

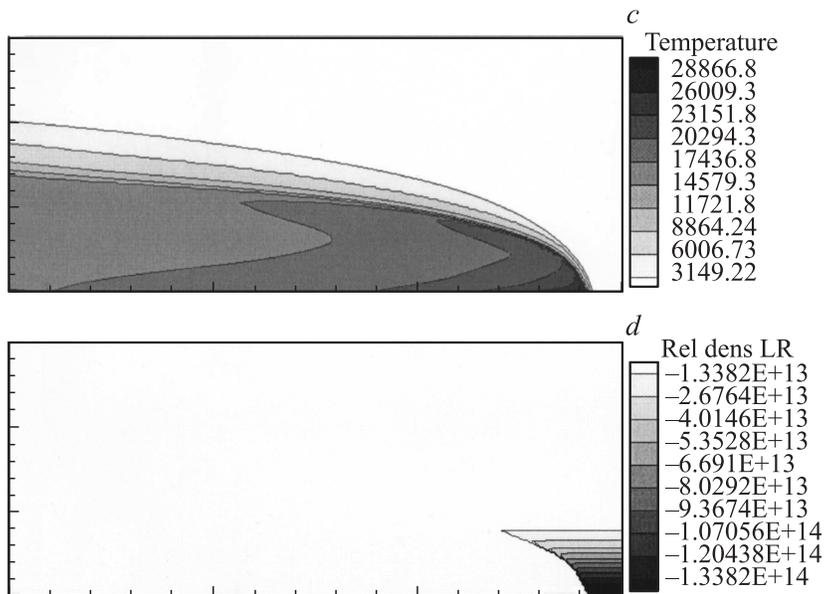


Рис. 2 (продолжение).

Полученная для относительной плотности $\bar{\rho} = 1$ зависимость отличается значением показателя степени от аналогичной зависимости работ [4,7], где показатель степени равнялся 0.72. Такой результат был получен для более широкого диапазона интенсивностей ЛИ — 40–2000 MW/cm² (в расчетах, представленных в данной работе, учитывался диапазон 130–1300 MW/cm²).

В результате исследования скорости распространения СДВ при повышенных плотностях воздуха подтверждена степенная зависимость

Значения коэффициентов уравнения регрессии

Относительная плотность $\bar{\rho}$	1	3	5	10	15
a	199.15	185.61	165.51	122.77	103.25
b	0.6414	0.5291	0.5105	0.5054	0.5053

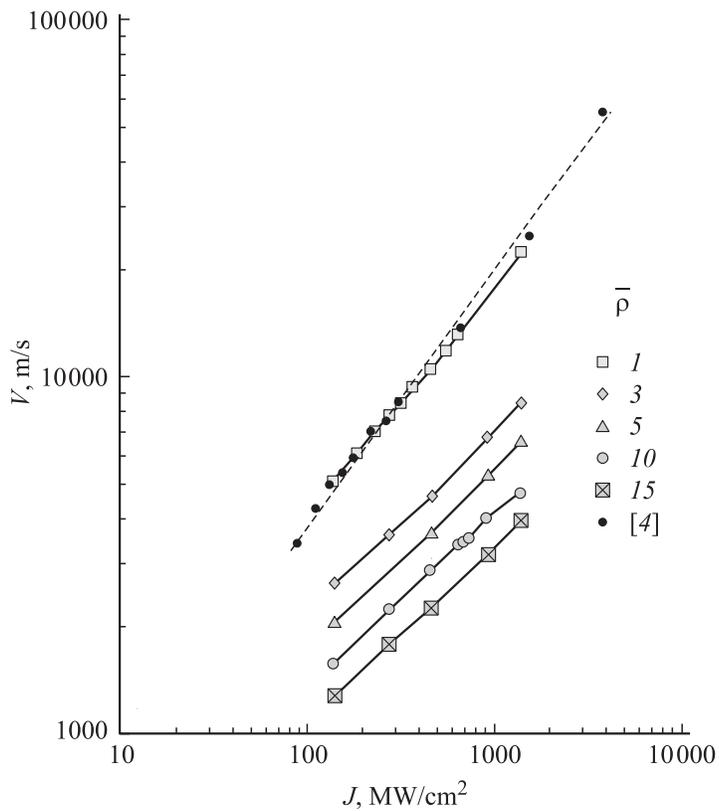


Рис. 3. Рассчитанные зависимости скорости распространения СДВ $V, \text{m/s}$ от интенсивности ЛИ $J, \text{MW}/\text{cm}^2$ при различных относительных плотностях (черными точками изображены данные работы [4], пунктирная линия — теоретическая зависимость скорости СДВ от интенсивности ЛИ в степени 0.72).

скорости распространения СДВ от интенсивности ЛИ, которая наблюдается при нормальной и пониженной плотности воздуха. С ростом относительной плотности показатель степени в зависимости скорости СДВ от интенсивности ЛИ уменьшается от значений 0.64 и стремится к 0.5. Уменьшение значения показателя степени в формулах зависимости скорости СДВ от интенсивности ЛИ при увеличении относительной

плотности можно объяснить снижением роли радиационных механизмов, вследствие чего механизм распространения волны становится ближе к светодетонационному, описанному в работе [8].

Список литературы

- [1] Фишер В.И. // ЖТФ. 1983. Т. 53. № 11. С. 2148–2157.
- [2] Коробкин В.В., Марголин Л.Я., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н. // Квантовая электроника. 19879. Т. 19. № 9. С. 1885–1893.
- [3] Данилычев А.В., Зворыкин В.Д. // Тр. Физич. ин-та им. П.Н. Лебедева. 1983. Т. 142. С. 117–171.
- [4] Захарченко С.В., Семенов Л.П., Синтюрин Г.А. // Тр. Ин-та экспериментальной метеорологии. 1992. № 23(146). С. 42–47.
- [5] Ильин А.А., Букин О.А., Буланов А.В. // ЖТФ. 2008. Т. 78. В. 6. С. 20–23.
- [6] Белянин Д.Г., Юрьев А.С., Пирогов С.Ю. // Материалы NPNJ-2006. М.: Вузовская книга 2006. С. 78–79.
- [7] Пирогов С.Ю., Юрьев А.С., Белянин Д.Г., Рыжов Е.В. // Тр. 3-й Школы-семинара по магнитоплазменной аэродинамике. М.: ОИВТ, 2008. С. 156–163.
- [8] Райзер Ю.П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974. 308 с.
- [9] Годунов С.К., Забродский А.В., Прокопов Г.П. // ЖВМ и МФ. 1961. Т. 1. № 6. С. 1020–1050.
- [10] Четвертушкин Б.Н. Математическое моделирование задач динамики излучающего газа. М.: Наука, 1985. С. 285–293.
- [11] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука. 1966. 688 с.
- [12] Колган В.П. // Ученые записки ЦАГИ. 1972. Т. 3. № 6. С. 46–54.
- [13] Оптические свойства горячего воздуха / Под ред. Л.М. Бибермана. М.: Наука, 1970. 320 с.
- [14] Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М. Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука. 1982. 391 с.
- [15] Белянин Д.Г., Пирогов С.Ю. // Сборник алгоритмов и программ типовых задач. Вып. 26. ВКА им. А.Ф. Можайского. 2007. С. 81–90.