

03;04;07;12

Режимы движения лазерной плазмы при оптическом пробое в нормальной атмосфере

© А.А. Ильин,¹ О.А. Букин,² А.В. Буланов¹¹ Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН, 690041 Владивосток, Россия² Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, 690041 Владивосток, Россия
e-mail: ilyin@poi.dvo.ru

(Поступило в Редакцию 3 августа 2007 г.)

Описаны результаты исследований режимов распространения плазмы (быстрая волна ионизации, сверхзвуковая радиационная волна, светодетонационная волна), генерируемой лазерным излучением в широком диапазоне интенсивностей ($5 \cdot 10^8 - 10^{11} \text{ W/cm}^2$). Анализ режимов проведен на основе рассчитанной зависимости скорости распространения от интенсивности лазерного излучения, для быстрой волны ионизации использовалось значение нижней границы скорости. Результаты расчетов согласуются с экспериментальными данными и показывают, что в описанном диапазоне интенсивностей плазма распространяется в режиме быстрой волны ионизации.

PACS: 52.50.Jm, 52.30.-q

Введение

К настоящему времени известны следующие сверхзвуковые механизмы движения плазменных фронтов: быстрая волна ионизации (БВИ), светодетонационный режим (СДВ), сверхзвуковая радиационная волна (СРВ), пробойный механизм электронной теплопроводности. Подробное описание вышеперечисленных механизмов дано в работах [1–3]. Среди вышеуказанных механизмов наименее изученным остается режим БВИ, на данный момент теория БВИ разработана в основном для атомарных газов, при этом для вычисления скорости распространения разряда необходимо численно решить громоздкую систему уравнений переноса излучения и кинетики ионизации [3,4].

Как правило, в нормальной атмосфере при острой фокусировке лазерного излучения с интенсивностью $I \sim 10^8 - 10^9 \text{ W/cm}^2$ наиболее вероятным механизмом движения фронта ионизации является СДВ, при увеличении интенсивности излучения наблюдается смена механизма на БВИ [5]. В работах [6–8] приведены системы неравенств, позволяющие найти нижние границы скорости фронта ионизации для любого газа (молекулярного или атомарного) и тем самым определить механизм распространения разрядов, авторами этих работ получены значения интенсивностей перехода от режима СДВ к БВИ для лазерного излучения видимого и ИК-диапазонов. В работе [9] проведены исследования скорости БВИ в зависимости от давления воздуха в диапазоне от 4 до 760 Torr, установлено, что БВИ формируется при давлении 25 Torr, а максимальные скорости зарегистрированы при 100–150 Torr.

В последнее время интерес к изучению механизмов движения лазерной плазмы обусловлен созданием лазерных устройств зажигания смесей горючих газов и

воздуха [10,11], разработкой перенастраиваемых источников микроволнового диапазона [12], исследованием спектральных характеристик лазерной плазмы [13–15] и взаимодействующих плазменных фронтов [15,16], а также коэффициентов поглощения лазерного излучения для различных механизмов [17].

Теоретический анализ

Определение механизма распространения плазмы навстречу лазерному излучению будем проводить для случая оптического пробоя и низкопорогового пробоя лазерным излучением с длиной волны $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ в нормальной атмосфере, диапазон интенсивностей лазерного излучения — $5 \cdot 10^8 - 10^{11} \text{ W/cm}^2$, что соответствует экспериментальным условиям работ [5,7–9,15]. При этом для случая околопробойных интенсивностей, при которых интенсивность излучения близка к порогу пробоя воздуха ($I \sim (5-10) \cdot 10^{10} \text{ W/cm}^2$), ограничимся рассмотрением случая острого фокусированного лазерного пучка, при котором длина области с цилиндрической частью каустики намного меньше размеров плазменного сгустка к моменту времени, соответствующему окончанию лазерного импульса, тем самым исключим из рассмотрения пробойный механизм. Также исключим из рассмотрения механизм электронной теплопроводности, который проявляется при температуре плазмы порядка 100 eV [1]. Таким образом, задача определения механизма распространения плазмы сводится к сравнению скоростей трех режимов: БВИ, СДВ и СРВ (если при данной интенсивности лазерного излучения определен механизм обеспечивает наибольшую скорость распространения разряда, то плазма движется навстречу лазерному излучению именно в этом режиме [18]).

Скорость светодетонационной волны находится из следующего соотношения [1]:

$$D = \left[\frac{2(\gamma^2 - 1)I}{\rho} \right]^{1/3}, \quad (1)$$

где γ — показатель адиабаты плазмы за фронтом волны, ρ — плотность воздуха перед фронтом.

Для нахождения нижней границы скорости БВИ u_{\min} запишем соотношения, полученные в работе [7]:

$$u > \frac{1}{zN_0} \int_{\varepsilon_i}^{\infty} d\varepsilon \int_0^1 d\mu \frac{\mu F_\varepsilon \sigma(\varepsilon)}{\sigma_a(\varepsilon)}, \quad I = 2N_0 u e(\bar{m}, T). \quad (2)$$

Здесь N_0 — число Лошмидта, $e(\bar{m}, T)$ — внутренняя энергия газа за фронтом (в расчете на один исходный атом), $\bar{m}(T)$ — средний заряд плазмы, ε_i — энергия УФ-кванта, соответствующего порогу ионизации молекулы кислорода, z, F_ε — степень ионизации и поток ионизирующих УФ-квантов на границе фронта ионизации, $\mu \equiv \cos \vartheta$, $\sigma(\varepsilon) = 0.21\sigma_{iO_2}(\varepsilon) + 0.79\sigma_{iN_2}(\varepsilon)$ — суммарное сечение фотоионизации воздуха ($\sigma_{iO_2}(\varepsilon)$ и $\sigma_{iN_2}(\varepsilon)$ — сечения ионизации молекулярного кислорода и азота), $\sigma_a(\varepsilon)$ — суммарное сечение поглощения, определяемое аналогично сечению фотоионизации. Сечения фотоионизации и поглощения кислорода и азота можно найти в работах [19–21]. Для определения нижней границы скорости БВИ авторы [7,8] использовали следующие допущения:

$$F_\varepsilon \approx F_{eb}, \quad z \sim 10^{-3}, \quad (3)$$

где F_{eb} — равновесный поток (поток ионизирующих квантов с поверхности абсолютно черного тела). Однако в ряде экспериментов [5,15] скорости БВИ оказались меньше значения нижней границы, определенной по соотношениям (2), в работе [15] нами зарегистрирована скорость БВИ $u = 200$ km/s при интенсивности излучения $I \sim 10^{11}$ W/cm², при этом $u_{\min} = 2 \cdot 10^3$ km/s, определенная для данной интенсивности по соотношению (2) с учетом допущений (3).

Источником ионизирующего УФ-излучения является цилиндрический объем плазмы радиусом R и высотой $H \approx R$, примыкающий к фронту ионизации. В вышеупомянутых экспериментах радиус лазерного луча $R \ll 1$ cm, и согласно [18], излучающий цилиндр плазмы является оптически тонким, поток ионизирующего излучения намного меньше равновесного. Запишем поток F_ε в форме аналогичной интенсивности излучения, определенной в [3]:

$$F_\varepsilon(x, \vartheta) = F_{eb}^1 \left(1 - \exp \left\{ -\chi_\varepsilon^1(\bar{m}, \bar{I}_i, T) L(\vartheta) \right\} \right) \times \exp \left\{ -\frac{\chi_\varepsilon^{\text{ph},0} x}{\cos \vartheta} \right\} + F_{eb}^0 \left(1 - \exp \left\{ -\frac{\chi_\varepsilon^{\text{ph},0} x}{\cos \vartheta} \right\} \right), \quad (4)$$

где $\chi_\varepsilon^1(\bar{m}, \bar{I}_i, T)$ — суммарный коэффициент поглощения за фронтом при многократной ионизации воздуха,

учитывающий связанно-свободное и тормозное поглощение [22] (здесь и далее индекс 0 соответствует параметрам перед фронтом, 1 — за фронтом), $\chi_\varepsilon^{\text{ph},0} = \sigma(\varepsilon)N_0$ — коэффициент связанно-свободного поглощения, описывающий фотоионизацию невозбужденных молекул перед фронтом, $L(\vartheta)$ — длина „трубки“, излучающей под углом ϑ

$$L(\vartheta) = \begin{cases} \frac{H}{\cos \vartheta}, & 0 < \vartheta < \vartheta_1 = \arctg(R/[H+x]), \\ \frac{R}{\sin \vartheta} - \frac{x}{\cos \vartheta}, & \vartheta_1 < \vartheta < \vartheta_2 = \arctg(R/x). \end{cases}$$

Средний заряд иона $\bar{m}(T)$, среднее значение потенциала ионизации $\bar{I}_i(T)$ и внутренняя энергия воздуха $e(\bar{m}, T)$ определялись приближенным методом, подробно описанным в [22].

В работе [3] поток равновесного излучения перед фронтом F_{eb}^0 рассчитывался по температуре $T^0 = 0.5$ eV. В работе [15] нами зарегистрировано интенсивное излучение второй положительной системы азота при движении фронта ионизации; данное излучение исходит из прилегающих к плазме слоев, в которых происходит интенсивное поглощение излучения плазмы. Согласно [23], излучение второй положительной системы азота вносит существенный вклад в общее излучение плазмы воздуха при температуре порядка 5000–7000 K, что совпадает с вышеприведенным значением. Таким образом, в исследуемом диапазоне интенсивностей лазерного излучения $T^1 \gg T^0$, и в дальнейших расчетах вклад F_{eb}^0 в общий поток ионизирующих квантов считался незначительным.

За границу фронта ионизации можно принять точку на оси лазерного луча, в которой скорость ионизации электронным ударом намного превышает скорость фотоионизации, так как для механизма БВИ роль фотоионизации сводится только к запуску электронной лавины [3]. Согласно [5], скорости лавинной ионизации и фотоионизации сравниваются при степени ионизации перед фронтом $z \sim 10^{-3} - 10^{-2}$, далее скорость ионизации электронным ударом намного превосходит скорость фотоионизации. Таким образом, на границе фронта ионизации при $z \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ поток ионизирующего излучения определяется соотношением (4) при $x = 0$.

Для нахождения скорости СВВ использовалась система уравнений, описанная в [18]:

$$F_i = N_0 u z_0, \quad I = 2N_0 u e(\bar{m}, T). \quad (5)$$

Здесь z_0 — степень ионизации газа, при которой начинается заметное поглощение лазерного излучения ($z_0 \sim 3 \cdot 10^{-2} - 10^{-1}$), F_i — поток ионизирующих УФ-квантов. Используя результаты работ [3,18], поток F_i для цилиндрического объема плазмы запишем в виде

$$F_i = 2\pi \int_0^\infty dx \int_0^{\arctg(R/x)} \sin \vartheta d\vartheta \int_{\varepsilon_i}^\infty \chi_\varepsilon^{\text{ph},0} F_\varepsilon(x, \vartheta) d\varepsilon, \quad (6)$$

где $F_e(x, \vartheta)$ определяется соотношением (4). В случае равновесного потока

$$F_i = 2\pi \int_0^{\pi/2} \sin \vartheta \cos \vartheta d\vartheta \int_{\bar{\varepsilon}_i}^{\infty} F_{eb} d\varepsilon, \quad (7)$$

где $\bar{\varepsilon}_i$ — энергия УФ-кванта, соответствующая среднему значению потенциала ионизации воздуха,

$$\bar{\varepsilon}_i = 0.21I_{iO_2} + 0.79I_{iN_2}.$$

Результаты и их обсуждение

На рис. 1 представлены экспериментальные данные и результаты расчетов скоростей фронта ионизации для трех режимов: СДВ, СРВ и БВИ. Скорость СДВ рассчитывалась по соотношению (1). Нижняя граница скорости БВИ определялась трижды: при $R = 0.15$ и 0.01 см (в обоих случаях $z = 3 \cdot 10^{-2}$, на основе соотношения (2), (4) при $x = 0$) и для равновесного потока (3). Скорость фронта в радиационном режиме вычислялась дважды: для $z_0 = 3 \cdot 10^{-2}$ и $R = 0.01$ см (с помощью формул (4)–(6)), и для $z_0 = 3 \cdot 10^{-2}$ и равновесного потока (с помощью соотношений (5) и (7)). В работе [15] исследовалось формирование БВИ в зависимости от диаметра нити d , на которой инициировался пробег, и длительности лазерного импульса τ . Как видно из рис. 1, для всех экспериментальных условий [5,9,15], в

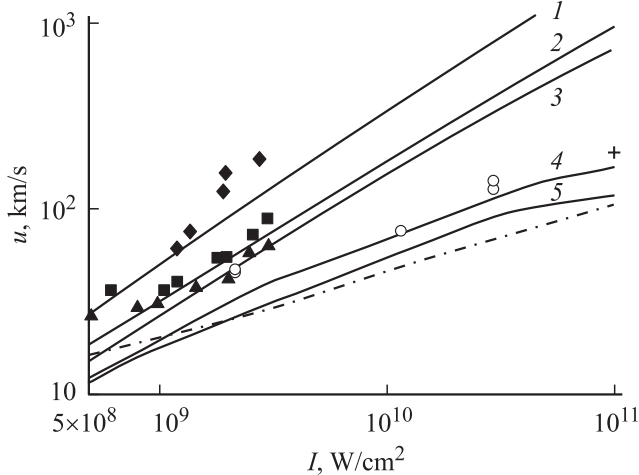


Рис. 1. Скорости распространения фронта ионизации (логарифмический масштаб), кривые — расчет, символы (скорости БВИ) — данные экспериментов. 1 — нижняя граница скорости для БВИ ($z = 10^{-3}$, равновесный поток), 2 — СРВ ($z_0 = 3 \cdot 10^{-2}$, равновесный поток), 3 — БВИ ($z = 3 \cdot 10^{-2}$, $R = 0.15$ см), 4 — БВИ ($z = 3 \cdot 10^{-2}$, $R = 0.01$ см), 5 — СРВ ($z_0 = 3 \cdot 10^{-2}$, $R = 0.01$ см), штрихпунктир — СДВ. Символы: ◆ — $R \approx 0.15$ см, $d = 15 \mu\text{m}$, $\tau = 80$ ns, ■ — $R \approx 0.15$ см, $d = 45 \mu\text{m}$, $\tau = 80$ ns, ▲ — $R \approx 0.02$ см, $d = 5 \mu\text{m}$, $\tau = 13$ ns [15], ○ — $R \approx 0.01$ см, $\tau = 6$ ns [9], + — БВИ, $R \approx 0.01$ см, $\tau = 4$ ns [15].

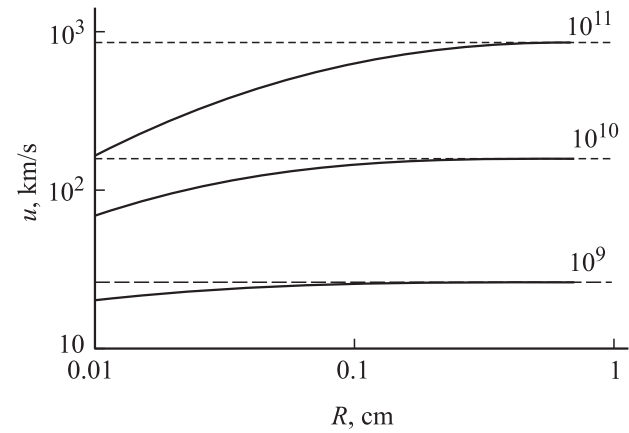


Рис. 2. Зависимость нижней границы скорости БВИ от радиуса пятна фокусировки лазерного излучения (логарифмический масштаб). Цифры над пунктиром соответствуют интенсивности излучения, для которой рассчитывалась скорость. Пунктир — скорость для равновесного потока, сплошная кривая — для потока (4).

которых плазменный фронт движется в режиме БВИ, экспериментальные точки лежат выше кривых, соответствующих нижней границе скорости БВИ, даже при совпадении степени ионизации $z = z_0 = 0.03$ скорость фронта ионизации в режиме БВИ больше скорости в радиационном режиме.

На рис. 2 представлена зависимость u_{\min} от радиуса пятна фокусировки для трех интенсивностей лазерного излучения при $z = 3 \cdot 10^{-2}$. Переход к равновесному потоку наблюдается при $R \geq 0.15$ см для $I = 10^9$ W/cm², $R \geq 0.5$ — для $I = 10^{10}$ и $R \geq 0.8$ — для $I = 10^{11}$.

Для $I = 10^9$ W/cm² $u_{\min} = 26.3$ km/s, температура излучающего слоя плазмы, определенная по второму уравнению в системе (2), $T^1 \approx 4$ eV. Росселандов пробег при данной температуре $l \approx 0.05$ см, что гораздо меньше размеров излучающего плазменного слоя $R = 0.15$ см, и поток можно считать равновесным. Для установившегося режима БВИ характерна зависимость [3]: $u \sim I^\alpha$, $\alpha > 1$. Из рис. 1 видно, что показатель степени в зависимости значения нижней границы скорости БВИ от интенсивности $\alpha < 1$, следовательно, согласно [3], температура излучающего цилиндра плазмы будет расти с ростом интенсивности излучения. Таким образом, росселандов пробег будет расти с увеличением температуры (интенсивности), что приведет к увеличению радиуса пятна фокусировки, соответствующего переходу к равновесному потоку.

В эксперименте [5] $R \approx 0.15$ см, $\tau = 80$ ns, для диаметров нити $d = 5$ и $15 \mu\text{m}$ $\alpha \approx 1.37$, а для $d = 45 \mu\text{m}$ — $\alpha = 0.85$. Поток ионизирующих УФ-квантов является равновесным, но точки ■ лежат ниже кривой 1, но выше кривой 3. В экспериментах [9,15] $R \approx 0.01$ см, $\tau = 6$ и 4 ns соответственно, поток намного меньше равновесного, точки лежат близко к кривой 4, показатель степени

$\alpha < 1$. Таким образом, можно прийти к выводу, что для экспериментальных данных [5,9,15] с $\alpha < 1$ наблюдается неустановившийся режим БВИ.

Малые скорости БВИ и увеличение степени ионизации на границе фронта до $z \sim 10^{-2}$ при $R = 0.01$ см объясняются тем, что поток ионизирующего излучения ниже равновесного, при таких малых пятнах фокусировки становятся существенными диффузные потери электронов [1], и при пробое короткими лазерными импульсами БВИ не успевает выйти на стационарный режим распространения. При $R = 0.15$ см поток ионизирующего излучения является равновесным, но наименьшие скорости наблюдаются при переходе от тонких нитей к нитям большого диаметра и сплошным мишеням [5]. Это, возможно, связано с увеличением времени образования плазмы при пробое на тонких нитях излучением с большим диаметром пятна фокусировки [24] (что приведет к увеличению времени формирования БВИ), а также с ростом рекомбинационных потерь электронов [4].

Заключение

Таким образом, использование описанных систем неравенств и уравнений позволяет определить режим распространения плазменного фронта для заданных экспериментальных условий. Минимальные скорости БВИ, соответствующие неустановившемуся режиму, будут наблюдаться при пробое на мишени остросфокусированными лазерными импульсами, длительность которых совпадает с временем формирования БВИ. Для установившегося режима БВИ характерны наибольшие скорости распространения, малая степень ионизации и температура за фронтом по сравнению с другими механизмами. Это, в свою очередь, может привести к уменьшению интенсивности сплошного спектра и увеличению контраста эмиссионных линий, а следовательно, к увеличению чувствительности метода лазерной искровой спектроскопии.

Работа выполнена при поддержке ДВО РАН (грант № 06-III-B-02-062).

Список литературы

- [1] Райзер Ю.П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974. 308 с.
- [2] Энциклопедия низкотемпературной плазмы / Под ред. В.Е. Фортова. М.: Наука, 2000. Кн. 3. С. 549–566.
- [3] Фишер В.И. // ЖЭТФ. 1980. Т. 79. № 6 (12). С. 2142–3151.
- [4] Гальбурт В.А., Рябов О.А. // Квант. электрон. 1989. Т. 16. № 10. С. 2141–2149.
- [5] Будник А.П., Захарченко С.В. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1989. Т. 53. № 3. С. 581–585.
- [6] Будник А.П., Вакуловский А.С., Попов А.Г. и др. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 12. С. 2400–2402.
- [7] Будник А.П., Вакуловский А.С., Попов А.Г. // Тр. Ин-та экспериментальной метеорологии. 1987. № 19(25). С. 107–112.
- [8] Копытин Ю.Д., Сорокин Ю.М., Скрипкин А.М. и др. Оптический разряд в аэрозолях. Новосибирск: Наука, 1990. 159 с.
- [9] Захарченко С.В., Семенов Л.П., Синтюрин Г.А. // Тр. Ин-та экспериментальной метеорологии. 1992. № 23 (146). С. 42–47.
- [10] Ma J.X., Alexander D.R., Poulain D.E. // Combustion and Flame. 1998. Vol. 112. P. 492–506.
- [11] Phuoc Tran X. // Optics and Lasers in Eng. 2006. Vol. 44. N 5. P. 351–397.
- [12] Yugami N., Niiyama T., Higashiguchi T. et al. // Phys. Rev. E. 2002. Vol. 65. P. 036 505.
- [13] Букин О.А., Алексеев А.В., Ильин А.А. и др. // Оптика атмосферы и океана. 2003. Т. 16. № 1. С. 26–32.
- [14] Букин О.А., Ильин А.А., Голик С.С. и др. // Журн. прикл. спектр. 2003. Т. 70. № 4. С. 531–535.
- [15] Букин О.А., Ильин А.А., Кульчин Ю.Н. и др. // Квант. электрон. 2006. Т. 36. № 6. С. 553–556.
- [16] Букин О.А., Ильин А.А., Нагорный И.Г. и др. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. Вып. 13. С. 32–36.
- [17] Chen Y.-L., Lewis J.W.L., Parigger C. // J. of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer. 2000. Vol. 67. P. 91–103.
- [18] Фишер В.И. // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып. 11. С. 2143–2147.
- [19] Gallagher J.W., Brion C.E., Samson J.A.R. et al. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1988. Vol. 17. N 1. P. 9–153.
- [20] <http://www.cfa.harvard.edu/HITRAN/>
- [21] Berkowitz J. Photoabsorption, photoionization and photoelectron spectroscopy. New York: Academic Press, 1979.
- [22] Zeldovich Ya.B., Raizer Yu.P. Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena. New York: Dover Publications, 2002.
- [23] Chauveau S., Perrin M.-Y., Rivere Ph. et al. // J. of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer. 2000. Vol. 72. P. 503–530.
- [24] Воробьев В.С. // УФН. 1993. Т. 163. № 12. С. 51–83.