

04; 07

О ДВИЖЕНИИ ФРОНТА ПЛАЗМЫ
ПО ЛАЗЕРНОМУ ЛУЧУ
ПРИ ОГРАНИЧЕНИИ РАДИАЛЬНОГО РАСШИРЕНИЯ

В.М. Х а р а ш

Световая детонация представляет собой совместное, самосогласованное движение сильной ионизирующей ударной волны и связанной с ней зоны поглощения лазерного излучения. При полном поглощении лазерного излучения во фронте скорость установившейся светодетонационной волны u_s можно выразить через интенсивность излучения q_0 и начальную плотность газа ρ_0 [1]

$$u_s = [2(\gamma^2 - 1)q_0 / \rho_0]^{1/3}. \quad (1)$$

Здесь γ – показатель адиабаты плазмы. Близкие к u_s скорости светящегося фронта были зарегистрированы в эксперименте [2]. Этот эксперимент проводился при малых интенсивностях $q_0 \approx 0.5 - 5$ МВт/см²; боковой разлет плазмы ограничивался кварцевой трубкой, диаметр которой ($d \approx 1$ см) несколько превышал диаметр лазерного луча. Интенсивность свечения всех участков плазмы на снимках [2, 3] практически одинакова. Отсутствие яркого фронта плазмы, который свидетельствовал бы о скачке уплотнения и максимуме температуры, заставляет усомниться в наличии световой детонации, хотя скорость фронта плазмы близка к детонационной (1).

В настоящей работе решена задача о динамике плазмы в трубе, соосной лазерному лучу. Численные расчеты показали, что гидродинамическая скорость фронта плазмы может достигать значения и без перехода в световую детонацию. Этот результат важен для интерпретации экспериментов по взаимодействию лазерного излучения с веществом в газовой среде.

Для подробного учета всех физических механизмов, способных оказать влияние на закономерности изучаемого явления, интегрировалась система уравнений одномерной нестационарной гидродинамики совместно с системой уравнений кинетики ионизации. Учтены поглощение лазерного излучения, теплопроводность, диффузия электронов, ионизация газа жестким излучением плазмы ($h\nu > I_1$, I_1 – потенциал ионизации атома, различие в температурах электронной и ионноатомной подсистем), радиационное остывание плазмы. Расчеты проведены для гелия, поскольку для этого газа известны все сечения элементарных процессов, а перенос теплового излучения ($h\nu < I_1$) играет пренебрежимо малую роль (здесь $R \lesssim 1$ см, $N_0 = 2.7 \cdot 10^{19}$ см⁻³, $T_e < 5$ эВ).¹

¹ Перенос излучения здесь исследовался подробно, поскольку известно, что в молекулярных газах при большой оптической толщине излучающего слоя тепловое излучение может играть заметную роль [4].

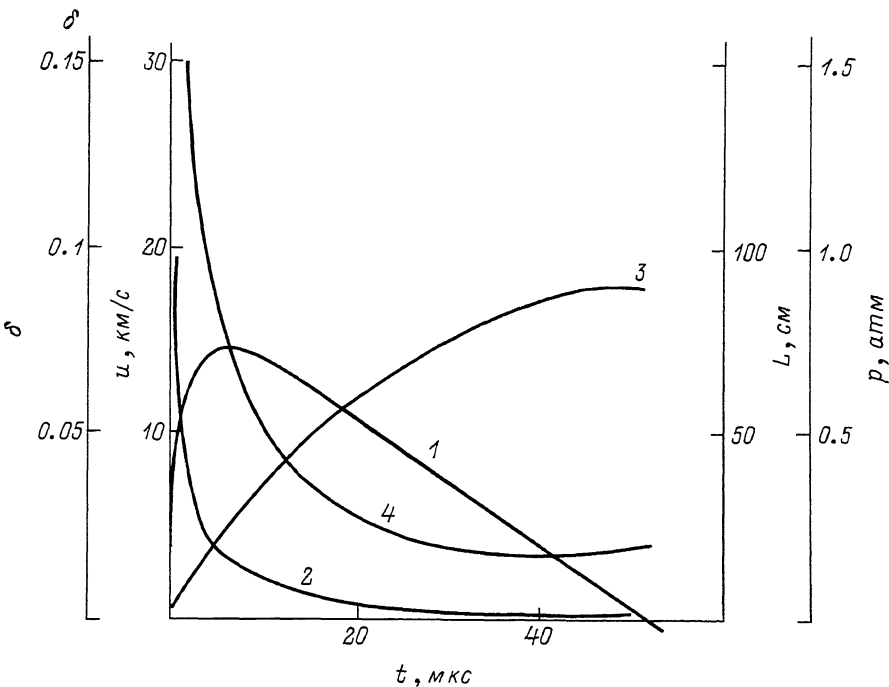


Рис. 1. Результаты расчета для гелия: $N_0 = 2.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $\varphi_0 = 20 \text{ МВт/см}^2$, $\lambda = 1.06 \text{ мкм}$; 1 - u , 2 - δ , 3 - L , 4 - ρ (атм).

В экспериментах начальная «поджигающая» плазма создавалась короткими импульсами вспомогательного лазера. В расчетах поджигающая плазма задавалась в виде слоя толщиной 2 мм с начальной плотностью $N_0 = 2.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и температурой $T_e = T_i = 3 \text{ эВ}$.

Результаты типичного расчета показаны на рис. 1. Здесь $\delta \equiv (\varphi_0 - \varphi_\infty) / \varphi_0$ - доля лазерного излучения, поглощенная в плазме; L - длина плазменного столба (по уровню $T_e > 1 \text{ эВ}$); ρ - давление в его центре ($\rho = \rho_e + \rho_i + \rho_a$); u - скорость перемещения фронта плазмы навстречу лазерному лучу (фронтом считается граница между лагранжевыми ячейками, разделяющая области $T_e > 1 \text{ эВ}$ и $T_e < 1 \text{ эВ}$; скорость дана в лабораторной системе координат); T_e - температура электронов в центре плазменного столба. Результаты, представленные на рис. 1, получены для гелия с начальной плотностью $N_0 = 2.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ при $\varphi_0 = 20 \text{ МВт/см}^2$, $\lambda = 1.06 \text{ мкм}$. За несколько первых наносекунд под действием большого градиента давления в газе перед фронтами плазмы формируются две ударные волны. Они отрываются от плазмы и уходят по холодному газу в противоположных направлениях. Эти волны не ионизируют газ, поэтому они не могут привести к световой детонации, но газ возмущенный ударными волнами, устремляется за ними

со сверхзвуковой скоростью. На протяжении первых пяти микросекунд давление в плазме вблизи фронта ρ' больше, чем давление в газе, примыкающем к фронту ρ'' . Под действием градиента давления граничные лагранжевы элементы плазмы ускоряются и в интервале $3 < t < 10$ мкс их скорость $u \approx 14$ км/с близка к скорости световой детонации $u_s = 15.8$ км/с при ($\gamma = 5/3$). Таким образом, условие $u \approx u_s$, отмеченное в эксперименте [2], выполняется без перехода в световую детонацию. Небольшие возмущения плотности газа, возникающие в процессе ускорения фронта плазмы, отрываются от фронта и уходят вдогонку за ударной волной. Такие возмущения наблюдались и экспериментально [2]. За 6 микросекунд разность давлений на фронте плазмы исчезает ($\rho' = \rho''$) и ускорение граничных слоев плазмы прекращается. На протяжении нескольких микросекунд ($3 < t < 10$ мкс) скорость фронта плазмы практически постоянна. Длина плазменного столба L увеличивается за это время с 15 до 35 см. На седьмой микросекунде давление в плазме ρ' становится ниже, чем в газе перед фронтом ($\rho' < \rho''$). Начинается торможение фронтов, хотя расстояние между ними L продолжает увеличиваться вплоть до $t \approx 60$ мкс. В момент $t \approx 60$ мкс меняется знак скорости и начинается сжатие разреженного ($L \approx 90$ см, $N \ll N_0$) плазменного столба под действием окружающего газа. Малая длина кварцевой трубки (24 см) в эксперименте [2] позволила наблюдать только начальную стадию процесса — рост скорости фронта и выход на стационар при $u \approx u_s$. Расчеты показали, что выхода на стационар не происходит — скорость $u \approx u_s$ держится на протяжении нескольких микросекунд, а затем убывает и даже меняет знак.

На рис. 2 сравниваются скорости фронтов $u(t)$, вычисленные для трех интенсивностей лазерного излучения $q_0 = 10, 20$ и 40 МВт/см² ($\lambda = 1.06$ мкм; гелий; $N_0 = 2.7 \cdot 10^{19}$ см⁻³). Горизонтальными линиями показаны скорости световой детонации (1). При всех интенсивностях излучения максимальная скорость фронта плазмы $u_m(q_0)$ близка к скорости световой детонации.

Расширяющаяся плазма практически прозрачна для лазерного излучения ($\delta \ll 1$). Однако энергия, поглощенная плазмой за время ускорения фронта

$$E_a \equiv q_0 \int_0^{t_m} \delta(t) dt,$$

не мала. Здесь t_m — момент достижения максимальной скорости $u_m(q_0)$. Увеличение q_0 влечет за собой рост E_a и повышение температуры плазмы, а повышение температуры (давления) приводит к увеличению скорости фронта. Зависимость u_m от q_0 может быть аппроксимирована степенной функцией

$$u_m \sim q_0^{0.62}.$$

Эта зависимость существенно сильнее светодетонационной (1).

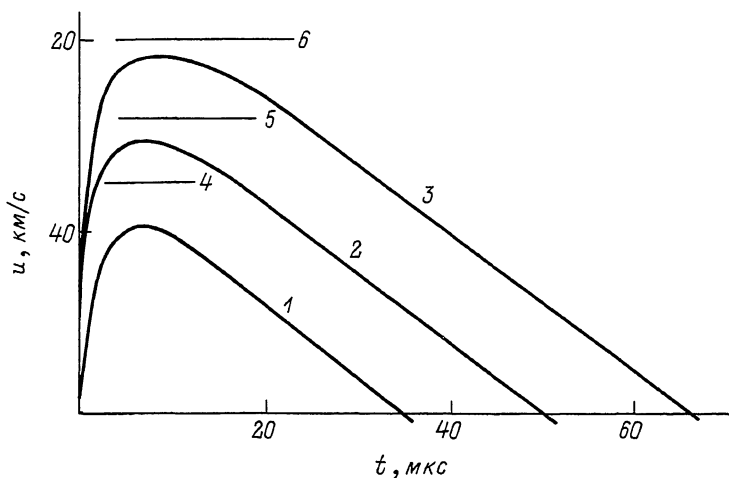


Рис. 2. Скорость переднего фронта плазмы и скорость световой детонации. 1, 2, 3 – скорость фронта плазмы; 4, 5, 6 – скорость световой детонации для интенсивностей лазерного излучения 10, 20 и 40 МВт/см² соответственно.

Расчеты показали, что перемещение фронта плазмы представляет собой гидродинамическое движение массовых частиц плазмы. Захват новых элементов массы (превращение газа в плазму) дает дополнительную скорость $\Delta u \sim 10$ м/с. Эта скорость Δu представляет собой „чистую“ (не связанную с течением и расширением плазмы) скорость фронта ионизации. Она обусловлена диффузией электронов через границу элементов массы, потоком тепла и потоком ионизирующего излучения из плазмы, а также поглощением лазерного излучения в ионизируемых элементах массы газа. Но в рассматриваемом интервале изменения q_0 „чистая“ скорость фронта ионизации $\Delta u \ll u_m$.

Отметим также, что разность температур $T_e(t) - T_i(t)$ возрастает при увеличении q_0 , но при $q_0 < 40$ МВт/см² не превышает 0,5 эВ. Степень ионизации плазмы близка к равновесной $|\alpha_e(t) - \alpha_{ep}(t)| < 0,05$.

В заключение автор пользуется случаем, чтобы поблагодарить В.И. Фишера за полезные обсуждения на разных этапах работы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Р а й з е р Ю.П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974.
- [2] Б у ф е т о в И.А., П р о х о р о в А.М., Ф е д о р о в В.Б., Ф о м и н В.К. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 39. С. 216–219.

- [3] Б у ф е т о в И.А., Ф е д о р о в В.Б., Ф о м и н В.К. // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22. С. 18-29.
- [4] Л о с е в а Т.В., Н е м ч и н о в И.В. // Квантовая электроника. 1982. Т. 9. С. 1373-1378.

Поступило в Редакцию
30 января 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 10 26 мая 1989 г.

03

ОБРАЗОВАНИЕ КУМУЛЯТИВНЫХ СТРУЙ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ГАЗОНАПОЛНЕННЫМ МЫЛЬНЫМ ПУЗЫРЕМ

Э.М. Б а р х у д а р о в, М.О. М д и в н и ш в и л и,
И.В. С о к о л о в, М.И. Т а к т а к и ш в и л и

Взаимодействие ударных волн (УВ) с пространственной неоднородностью среды изучалось неоднократно. Несимметричное захлопывание газового пузырька в воде под действием УВ исследовалось в [1], различные акустические эффекты в жидкостно-паровых (пузырьковых) средах рассматриваются в [2].

Взаимодействие УВ в газе 1 со сферической полостью, заполненной другим газом 2, который имеет такое же давление, но иную плотность вследствие различных молекулярных масс, исследовалось в [3-5]. Аналогичный эффект имеет место, если газы 1 и 2 имеют неодинаковую плотность из-за разницы температур между ними. Взаимодействие УВ с „огненным шаром“ лазерной искры экспериментально исследовалось в [6, 7].

В настоящей работе рассматривается взаимодействие УВ в воздухе (число Маха $M = 1.1-1.2$) с мыльным пузырьком, наполненным гелием (также воздухом, ксеноном).

Схема эксперимента такова. Источником УВ является искровой разряд в воздухе с энергией порядка 100 Дж. Диаметр мыльного пузыря $d \approx 3.5$ см. Расстояние от искры до центра пузырька - 4-6 см. Толщина пленки $\alpha \approx 1$ мкм. Картина взаимодействия УВ с пузырьком фиксировалась на тенеграммах (рис. 1,а и рис. 2). Эволюцию мыльной пленки можно было наблюдать и в рассеянном свете (рис. 1,б). Время экспозиции в обоих случаях равнялось 25 нс.

Прежде всего обращает на себя внимание эффект „разбухания“ пленки после прохождения УВ. Этот процесс наблюдается и при прохождении УВ через расположенную в воздухе плоскую мыльную пленку. Полученные фотографии в этом случае свидетельствуют об образовании „брызговой пелены“, движущейся в ту же сторону, что и фронт УВ со скоростью ≈ 50 м/с.