

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. Я. Карпов, Г. В. Шпатаковская, Взаимодействие излучения с веществом в протяженной трубчатой лазерной искре,
Матем. моделирование, 1999, том 11, номер 11, 3–16

<https://www.mathnet.ru/mm1178>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.85

18 мая 2025 г., 20:17:41



МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ В ПРОТЯЖЕННОЙ ТРУБЧАТОЙ ЛАЗЕРНОЙ ИСКРЕ

© В.Я. Карпов, Г.В. Шпатаковская

Институт математического моделирования РАН

Проведено моделирование протяженной трубчатой лазерной искры, возникающей при пробое слабо поглощающей среды в пучках света, амплитуда которых практически постоянна в направлении распространения, а в поперечном радиальном направлении описывается функцией Бесселя. Обнаружено резкое усиление зависимости поглощения излучения от энергии греющего излучения при превышении порогового значения. На примере гелия и аргона исследовано влияние газодинамических эффектов на развитие разряда при надпороговых интенсивностях. Показано, что вынос плазмы из области основного, ближайшего к оси максимума излучения уменьшает поглощение энергии вблизи оси пучка, но может увеличить поглощение на периферийных максимумах. Последний эффект более сильно проявляется в легком газе гелии.

RADIATION-GAS INTERACTION IN TUBE LASER-PRODUCED SPARK

V.Ya. Karpov, G.V. Shpatakovskaya

Institute for Mathematical Modelling of Russian Academy of Sciences

Computer simulations of the tube laser-produced spark, created by Bessel optical pulse, are performed. The calculations show a sharp increase of absorption energy when the laser intensity exceeds the threshold by a few percents. The comparative role of thermal conductivity and hydrodynamic effects in the evolution of the plasma channel at above threshold intensities is analyzed for helium and argon. The substance motion lessens electron density and energy absorption in the region of the main maximum of radiation and may enlarge them on the periphery maximums. The last effect is more appreciable for a light gas helium.

1. Введение

В последние годы ведутся интенсивные исследования нового типа разряда – протяженной трубчатой лазерной (ПТЛ) искры, возникающей при пробое среды в бесселевых пучках света [1,2]. Амплитуда поля в таких пучках практически постоянна в направлении распространения, а в радиальном направлении описывается функцией Бесселя порядка m : $E \sim J_m(kr \sin \theta)$,

где k и γ – модуль волнового вектора и угол его наклона к оси пучка соответственно, r – поперечная координата, m – целое [3]. ПТЛ-искра представляет собой плазменный канал, динамика образования и устойчивость которого изучаются экспериментально и с помощью численного моделирования. Интерес к указанным плазменным конфигурациям связан, в частности, с возможностью их использования для каналирования мощного лазерного излучения в лазерно-плазменных ускорителях [4], а также для создания активной среды плазменных лазеров с рекомбинационной накачкой [5].

В [6] на примере аргона численно изучалась роль различных элементарных атомных процессов в ионизирующемся газе при оптическом разряде на начальной стадии, когда роль газодинамических эффектов мала. В докладе [7] моделирование ПТЛ-искры в гелии проводилось в два этапа. Сначала исследовалась динамика ионизации газа под действием излучения различной интенсивности с учетом электронной теплопроводности, но без учета нагрева ионов и движения вещества (этот этап более подробно рассмотрен также в статье [8]). При этом фиксировались параметры системы на момент выключения лазерного импульса, а затем рассчитывался газодинамический разлет плазмы с этими параметрами в качестве начальных данных.

В настоящей работе моделируется кинетика ионизации газа в поле бesselева пучка света с одновременным учетом газодинамических и других физических эффектов применительно к описанному кругу задач. Проанализирована степень влияния движения вещества на развитие пробоя в легком газе гелии и в тяжелом аргоне. Исследована также зависимость этого влияния от порядка функции Бесселя и угла наклона пучка к оси.

Расчеты проводились с помощью разработанного авторами программного комплекса SPARK, который ориентирован на численное решение задач оптического пробоя. SPARK создан на основе комплекса программ DIANA, успешно использующегося для моделирования задач лазерного термоядерного синтеза.

Физическая модель, реализованная в программе DIANA и описывающая плазму с развитой ионизацией, изложена в [9-11]. В этой модели коэффициент поглощения лазерного излучения, коэффициенты переноса и другие характеристики определяются взаимодействием только заряженных частиц [12,13]. Поскольку в задаче о пробое существенным является также этап начальной ионизации вещества, то для учета взаимодействия электронов и ионов с нейтральными атомами потребовалось обобщение подхода [9-11] на область слабо ионизованной плазмы. Ниже дается краткое описание соответствующей физической модели.

2. Физическая модель

Рассматривается движение газа, представляющего собой электронейтральную смесь электронов (индекс e) и "ионов" (индекс i), под которыми в общем случае понимаются различные виды атомов, возбужденных атомов, ионов разной кратности и т.д.

В термодинамическом отношении электроны представляют подсистему с внутренней энергией E_e на единицу массы, температурой T_e , давлением P_e и т.п., а ионы – другую подсистему с внутренней энергией E_i на единицу массы, температурой T_i , давлением P_i . Между электронной и ионной компонентами вещества происходит обмен энергией за счет электрон-ионных столкновений. Обе подсистемы имеют одинаковую макроскопическую скорость u , что предполагает отсутствие пространственного разделения зарядов, т.е. локальную электронейтральность плазмы.

Движение газа происходит в цилиндрически-симметричной области, причем состояние вещества зависит только от одной пространственной координаты – расстояния от оси цилиндра. Газодинамические уравнения для среды с локальной массовой плотностью ρ включают уравнение неразрывности, уравнение движения и уравнения энергии для электронной и ионной компонент:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \operatorname{div} \mathbf{u} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{d\mathbf{u}}{dt} + \frac{1}{\rho} \operatorname{grad} P = 0, \quad P = P_e + P_i, \quad (2)$$

$$\frac{dE_i}{dt} + P_i \frac{dV}{dt} = \frac{1}{\rho} \operatorname{div}(\lambda_i \operatorname{grad} T_i) - K, \quad (3a)$$

$$\frac{dE_e}{dt} + P_e \frac{dV}{dt} = \frac{1}{\rho} \operatorname{div}(\lambda_e \operatorname{grad} T_e) + K + G_e. \quad (3b)$$

Здесь $\lambda_{e,i}$ - коэффициенты теплопроводности, G_e - массовая плотность источников энергии, K - скорость обмена энергией между электронами и ионами.

Давление и внутренняя энергия на единицу массы каждой из компонент связаны с плотностью и температурой уравнением состояния идеального газа:

$$P_i = \frac{k}{M_{eff} m_p} \rho T_i, \quad E_i = \frac{3}{2} \frac{k}{M_{eff} m_p} T_i, \quad (4)$$

$$P_e = \frac{k}{M_{eff} m_p} Z_{eff} \rho T_e, \quad E_e = \frac{1}{M_{eff} m_p} \left(\frac{3}{2} Z_{eff} k T_e + Q_{eff} \right), \quad (5)$$

где k - постоянная Больцмана, M_{eff} - среднее массовое число, m_p - атомная единица массы, Q_{eff} - полная энергия ионизации, соответствующая степени ионизации $Z_{eff} = n_e/n_i$, n_e - концентрация электронов, $n_i = n_+ + n_a = \rho/m_p M_{eff}$ - полная концентрация ионов и нейтральных атомов.

Скорость обмена энергией между электронами и ионами вычисляется по формуле

$$K = (\partial E_i / \partial T_i) (T_i - T_e) / \tau,$$

где характерное время обмена τ определяется из соотношения

$$(\tau)^{-1} = (\tau_{ea})^{-1} + (\tau_{ei})^{-1}.$$

Здесь

$$\tau_{ea} = \sqrt{\frac{\pi}{4}} \frac{M_{eff} m_p}{\sqrt{2 m_e k T_e} Z_{eff} \sigma_{ea} n_a}$$

- время обмена энергией электронов с атомами,

$$\tau_{ei} = \frac{3 M_{eff} m_p (k T_e)^{3/2}}{4 e^4 (8 \pi m_e)^{1/2} Z_{eff} Z_{ion} n_e \Lambda_{ei}}$$

- время обмена энергией электронов с ионами. Оно вычисляется по формуле Спитцера [12], подправленной в области слабой ионизации множителем Z_{ion}/Z_{eff}

$$\Lambda_{ei} = \ln \left[\left(k T_e / 4 \pi e^2 n_e \right)^{1/2} / \left(Z_{ion} e^2 / 3 k T_e \right) \right]$$

- соответствующий кулоновский логарифм. Средний заряд иона плазмы Z_{ion} и концентрация атомов $n_a = f_a n_i$ определяются через среднюю степень ионизации по формулам [14]:

$$Z_{ion} = \begin{cases} 1, & Z_{eff} < 0.5, \\ Z_{eff} + \frac{1}{4Z_{eff}}, & Z_{eff} \geq 0.5, \end{cases} \quad f_a = \begin{cases} 1 - Z_{eff}, & Z_{eff} < 0.5, \\ 1.125 - 1.5Z_{eff} + 0.5Z_{eff}^2, & 0.5 \leq Z_{eff} \leq 1.5, \\ 0, & Z_{eff} > 1.5. \end{cases}$$

Сечение упругих столкновений электронов с атомами σ_{ea} для аргона равно $7 \cdot 10^{-16}$ см², а для гелия $5 \cdot 10^{-16}$ см².

Для вычисления электронной и ионной теплопроводности применяются интерполяционные формулы Фроста [15]:

$$(\lambda_e)^{-1} = (\lambda_{ea})^{-1} + (\lambda_{ei})^{-1}, \quad (\lambda_i)^{-1} = (\lambda_{ia})^{-1} + (\lambda_{ii})^{-1},$$

$$\lambda_{ea} = \frac{4k}{3\sqrt{\pi}\sigma_{ea}} \frac{n_e}{n_a} \sqrt{\frac{2kT_e}{m_e}}, \quad \lambda_{ei} = \frac{20\left(\frac{2}{\pi}\right)^{3/2} (kT_e)^{5/2} k}{m_e^{1/2} e^4 Z_{ion} \Lambda_{ei}} \varepsilon \delta_T,$$

$$\lambda_{ia} = \frac{4k}{3\sqrt{\pi}\sigma_{ia}} \frac{n_i}{n_a} \sqrt{\frac{2kT_i}{m_i}}, \quad \lambda_{ii} = \frac{20\left(\frac{2}{\pi}\right)^{3/2} (kT_i)^{5/2} k}{m_i^{1/2} e^4 Z_{ion}^4 \Lambda_{ii}} \delta_i.$$

Для поправок $\varepsilon \delta_T$ и δ_i используются простые аппроксимации [13]

$$\varepsilon \delta_T = \frac{0.472 Z_{ion}}{4 + Z_{ion}}, \quad \delta_i = 0.164.$$

Сечение упругих столкновений ионов с атомами σ_{ia} для аргона равно $9.3 \cdot 10^{-15}$ см², а для гелия $3.8 \cdot 10^{-15}$ см².

Остановимся более подробно на описании расчета состава плазмы и определении коэффициента поглощения лазерного излучения.

Изменение числа электронов n_e рассчитывается в приближении среднего иона с учетом кинетики ионизации электронным ударом и рекомбинации в тройных столкновениях:

$$\frac{dn_e}{dt} = (\bar{v}_i - \bar{v}_r) n_e. \quad (6)$$

Процессы возбуждения в этой упрощенной модели не рассматриваются. Константы скоростей соответствующих реакций $\bar{v}_i(T_e)$, $\bar{v}_r(T_e)$ вычисляются по максвелловской функции распределения электронов с температурой T_e и по сравнению с аналогичным алгоритмом, используемым в [9-11], более адекватно описывают область малых ионизаций:

$$\bar{v}_i = \bar{\sigma}_i \left(\frac{8kT_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} n_i \cdot \left(\frac{I_H}{I} \right)^2 \frac{e^{-\tilde{I}/kT_e}}{(1 + kT_e/I)}, \quad \tilde{I} = \max(I_1, I), \quad (7a)$$

$$\bar{v}_r = \frac{4\pi \hbar^3 \bar{\sigma}_i}{m_e^2 kT_e} \cdot n_e \cdot n_+ \cdot \left(\frac{I_H}{I} \right)^2 \cdot \frac{1}{(1 + kT_e/I)}, \quad (7b)$$

Здесь I_1 – первый потенциал ионизации газа, I_H – потенциал ионизации водорода, сечение ионизации $\bar{\sigma}_i = 4 \cdot 10^{-16}$ см² берется универсальным для всех элементов и ионов. В расчетах по (6), (7) используется кусочно линейная функция $I(Z)$, соединяющая потенциалы ионизации данного атома и всех его ионов целочисленной кратности. Эффективная степень ионизации газа связана с I в формулах (7) соотношением $I(Z_{eff} + 0.5) = I$ [16].

При моделировании кинетики ионизации нейтрального газа использовался метод эффективного описания оптического пробоя [17]. Этот метод учитывает переход лавинной ионизации с ростом числа электронов от нетеплового режима [18] к теплового. В нетепловом режиме функция распределения электронов формируется при электрон-атомных столкновениях и не является максвелловской, а число электронов растет со временем экспоненциально $n_e \sim \exp(\gamma t)$ с константой ионизации:

$$\gamma = A \frac{e^2}{\pi m_e c^3} \lambda^2 S v_{ea}(E) / I_1. \quad (8)$$

Здесь λ и S – длина волны и плотность потока лазерного излучения, $v_{ea}(E) = \sigma_{ea}(E) v_e(E) n_a$ – частота упругих столкновений электронов с атомами, отвечающая средней энергии электронов E , A – постоянная порядка единицы.

Тепловой режим формируется при достаточно большой плотности числа электронов ($n_e \sim 10^{13}$) за счет электрон-электронных столкновений и характеризуется максвелловской функцией распределения. Число электронов здесь также растет по экспоненте $n_e \sim \exp(\bar{\nu}_i t)$, но с другой константой ионизации $\bar{\nu}_i$, определяемой формулой (7а). Эта проблема обсуждалась ранее в [6].

В общем случае величина γ , рассчитанная по (8), может существенно отличаться от константы (7а), устанавливающейся в последующем тепловом режиме лавинной ионизации. Это очевидно затруднило бы сквозной расчет задачи по программе SPARK, в основе физической модели которой лежит предположение о максвелловской функции распределения электронов. Однако проведенный в [17] анализ решения модельного кинетического уравнения для аргона с учетом экспериментальной зависимости сечения рассеяния электронов на атомах:

$$\sigma_{ea}(\epsilon) = \epsilon \bar{c}_{ea} \cdot 10^{-16} \text{ см}^2 \quad \text{при } \epsilon < 12 \text{ эв}, \quad \bar{c}_{ea} = 1.58, \quad (9)$$

показал в частности, что в практически интересной области интенсивностей лазерного излучения $S \sim 10^{11}$ Вт/см² обе константы ионизации численно отличаются мало. Таким образом, обоснованным оказывается такой метод описания оптического пробоя, при котором в уравнении энергии (3б) для электронной компоненты с источником $G_e(\kappa_a + \kappa_i) S$ коэффициент поглощения в поле атомов вычисляется через скорость лавинной ионизации γ :

$$\kappa_a = \gamma(E + I_1^{\min}) n_e / S, \quad (10)$$

$$\kappa_i = \frac{4}{3} \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \frac{Z_{ion}^2 e^6 \lambda^2 n_i n_e}{(m_e k T_e)^{3/2} c^3} \Lambda_{ei}, \quad (11)$$

а в уравнении для изменения числа электронов (6) используется тепловая константа ионизации вида (7а). Это позволяет адекватно описать начальный нетепловой режим ионизации, поскольку в результате автоматически устанавливается такая температура T_{e0} , что $\bar{\nu}_i(T_{e0}) = \gamma$.

Отметим, что по результатам работы [17] для аргона коэффициент A в (8) равен 1.9, а средняя энергия электронов слабо зависит от плотности потока

$$E = 0.02 S^{1/5}, \quad (12)$$

где $[S] = \text{Вт/см}^2$, $[E] = \text{эВ}$. Эти значения используются для аргона при расчете коэффициента поглощения по формуле (10) с (8), (9).

Гелий, у которого частота столкновений электронов с атомами в широком диапазоне не зависит от энергии электронов, при интенсивностях $S \sim 8 \cdot 10^{11}$ Вт/см² должен более адекватно описываться моделью [18], где предполагается постоянство $v_{ea}(\epsilon)$. Согласно этой модели ко-

эффицент поглощения в поле атомов гелия вычисляется по формулам (10), (8) с $A=0.8$ и с постоянной средней энергией

$$E=0.26I_1, \quad (12a)$$

при этом $\sigma_{ea}(E) = 5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$.

3. Порог пробоя

Основные расчеты по моделированию протяженной трубчатой искры в гелии и в аргоне проводились при нормальных условиях (атмосферном давлении и комнатной температуре) с начальной плотностью числа электронов 10^4 см^{-3} , отвечающей естественной ионизации газа. Использовалась первая гармоника излучения неодимового лазера с длиной волны $\lambda=1.06 \text{ мкм}$. Излучение предполагалось однородным по оси z , с радиальным пространственным распределением интенсивности по квадрату функции Бесселя пятого порядка

$$S \sim J_5^2(kr \sin \gamma), \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\epsilon_0}.$$

Угол γ между направлением распространения пучка и осью z полагался равным 1.4° , время действия лазера – 6 нсек, полуширина импульса – 3 нсек. Такие параметры отвечают условиям экспериментов [19] для аргона.

Сочетание сильной неоднородности излучения по радиусу и экспоненциальной зависимости степени ионизации от интенсивности (см.(8)) приводит к тому, что пробой возникает сначала в окрестности первого максимума функции Бесселя (при $r_1=43 \text{ мкм}$), так как второй от оси максимум интенсивности излучения ($r_2=71 \text{ мкм}$) почти в два раза меньше первого. В результате пробоя образуется тонкий цилиндрический слой плазмы радиуса r_1 – плазменный канал. Внутри и вне слоя степень ионизации на несколько порядков ниже. Цель математического моделирования протяженной лазерной искры состоит в изучении динамики образования этого плазменного канала и эволюции его конфигурации.

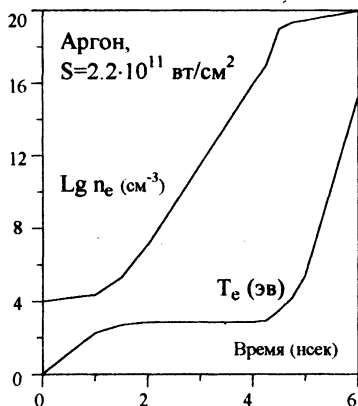


Рис.1. Изменение температуры и плотности числа электронов

На рис.1 приведены характерные кривые изменения со временем температуры и плотности числа электронов для аргона в точке r_1 максимума интенсивности. В процессе развития ионизации можно выделить три стадии. После включения лазера температура электронов повышается практически без изменения степени ионизации за счет поглощения света на "затравочных" электронах. Она заканчивается при выходе на режим лавинной ионизации (около

1 нсек на рис.1), когда температура электронов возрастает настолько, что скорость ионизации сравнивается со скоростью поглощения света, так что вся поглощенная энергия уходит на рождение новых электронов. При этом температура электронов становится постоянной и удовлетворяет соотношению $\bar{v}_i(T_{e0}) = \gamma$, а степень ионизации растет экспоненциально (интервал от 1 до 4.2 нсек на рис.1).

Стадия лавинной ионизации заканчивается, когда коэффициент обратного тормозного поглощения в поле ионов (11) сравнивается по величине с коэффициентом поглощения на атомах (10). Это происходит при степенях ионизации порядка нескольких процентов и рассматривается как порог пробоя газа. На рис.1 ему отвечает момент времени порядка 4.2 нсек. Если порог пробоя достигается до конца импульса, начинается рост температуры, и число электронов изменяется существенно быстрее первоначальной экспоненциальной зависимости, что хорошо видно на рис.1. Аналогичные результаты были получены в [6], в которой более аккуратно, по сравнению с простым уравнением (6), с учетом процессов возбуждения рассмотрена стадия первой ионизации в аргоне при оптическом пробое.

Порог пробоя в нашем определении отвечает переходу с режима поглощения излучения на атомах на качественно иной режим поглощения на ионах, при котором коэффициент поглощения (11) квадратично, а после однократной ионизации кубически, а не линейно как в (10), зависит от степени ионизации газа. Отметим, что в литературе нет четкого определения понятия порога пробоя. Иногда [18] под порогом пробоя понимают достижение гораздо меньшей плотности электронов $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$. В [7,8] за порог пробоя принимается достижение однократной ионизации газа. В эксперименте [19] порог пробоя отмечался по появлению импульса рассеяния греющего излучения в боковом направлении.

Важной экспериментально измеряемой характеристикой является локальная пороговая интенсивность S_{th} излучения, при которой за время действия лазера (в нашем случае за 6 нсек) достигается порог пробоя, т.е. в газе возникает область со степенью ионизации порядка 2-3 %.

Теоретические оценки дают следующую зависимость величины S_{th} от давления газа, или, что то же самое, от концентрации атомов n_a . Зафиксируем начальную $n_{e,0}$ и пороговую $n_{e,th}$ концентрации электронов, длину волны λ и время действия τ лазерного импульса. Поскольку указанные концентрации связаны соотношением $n_{e,th} = n_{e,0} e^{\gamma \tau}$, то используя выражение (8) для константы скорости ионизации, получим связь между интенсивностью излучения и частотой упругих электрон-атомных столкновений: $Sv_{ea}(E) = \text{const}$. Для аргона с учетом зависимости (12) средней энергии E от интенсивности S имеем: $v_{ea}(E) \sim n_a E^{3/2} \sim n_a S^{0.3}$, откуда вытекает связь пороговой интенсивности с давлением

$$S_{th}(p) \sim p^{0.77}. \quad (13)$$

Для гелия частота электрон-атомных столкновений не зависит от энергии, и вместо (13) получается известная обратно пропорциональная зависимость ($\sim p^{-1}$).

Численные расчеты для аргона подтверждают оценку (13): понижение давления в два раза увеличивает порог пробоя на 75%. При атмосферном давлении и начальной ионизации $n_{e,0} = 10^4 \text{ см}^{-3}$ пороговая интенсивность для аргона равна $S_{th} = 2 \cdot 10^{11} \text{ вт/см}^2$, а для гелия $S_{th} = 8 \cdot 10^{11} \text{ вт/см}^2$. Отметим, что серия экспериментов [19] по измерению порога пробоя в аргоне атмосферного давления дала близкое значение $S_{th} \sim 10^{11} \text{ вт/см}^2$.

Расчеты показывают очень слабую зависимость порога пробоя от начальной ионизации газа $n_{e,0}$. Например, ее увеличение на 3 порядка (с 10^4 до 10^7 см^{-3}) понижает порог пробоя для аргона на 20%. Этот результат соответствует теоретической оценке, получаемой аналогично изложенному выше

$$S_{th}(n_{e,0}^{(2)}) = S_{th}(n_{e,0}^{(1)}) \left[\ln(n_{e,0}^{(2)}/n_{e,th}) / \ln(n_{e,0}^{(1)}/n_{e,th}) \right]^{0.77} \quad (14)$$

Для гелия показатель степени в предыдущей формуле равен единице.

Вывод о слабой зависимости пороговой интенсивности от начальной ионизации подтверждается и на опыте. Увеличение начальной ионизации на несколько порядков по сравнению с естественной в экспериментах [19] с аргоном не сказалось заметно на измеряемых порогах пробоя, т.е. это влияние оказалось меньше погрешности эксперимента.

4. Роль газодинамических процессов

В задачу численного моделирования ПТЛ-искры входит определение времени существования плазменного канала и изучение условий поддержания его оптимальной формы как во время действия импульса лазерного излучения, так и после его окончания. Основными факторами, влияющими на конфигурацию канала, являются диффузия электронов, теплопроводность и движение вещества.

Роль диффузии (обычной на начальном этапе развития пробоя и амбиполярной в плазме с заметной ионизацией), теоретически оценивалась для гелия в [8]. Диффузия электронов из области пробоя может играть существенную роль в данной задаче, поскольку плазменный слой очень тонок в радиальном направлении ($\Delta r \sim \lambda / (2\pi \sin \gamma)$). В [8] показано, что скорость потерь электронов за счет их простой диффузии на начальном этапе развития пробоя ($n_e < 10^{14} \text{ см}^{-3}$) может достигать 40% от скорости их рождения в процессе ионизации, а роль амбиполярной диффузии незначительна. Такую оценку авторы сочли достаточным основанием для пренебрежения процессами диффузии в описании плазменного канала.

Влияние электронной теплопроводности на динамику формирования и на эволюцию плазменного канала в гелии в [8] изучалось численно. Движение вещества, диффузия электронов и обмен энергией между электронной и ионной компонентами не учитывались. В модели кинетики ионизации по сравнению с уравнением (6) дополнительно рассматривалась двухступенчатая реакция возбуждения атома с последующей его ионизацией, а рекомбинационные процессы в расчет не принимались. В работе исследовалась, в частности, скорость движения внутренней границы трубчатого плазменного канала за счет теплопроводности в зависимости от превышения интенсивности излучения порогового значения. Было показано, что до некоторого критического значения превышения, зависящего от порядка функции Бесселя m , приосевая область канала свободна от плазмы, т.е. во все время импульса сохраняется его трубчатая структура. При большем интенсивности приосевая область прогревается за счет теплопроводности и ионизуется еще во время импульса.

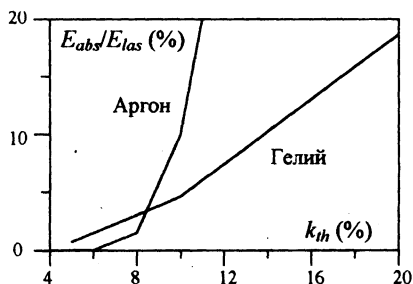


Рис.2. Зависимость доли поглощенной энергии от превышения порогового значения

Выполненное в настоящей работе численное исследование аналогичной задачи ориентировано на эксперименты [19] с аргоном и призвано включить в рассмотрение ряд факторов,

неучтенных в цитированной выше работе [6]: наличие многократной ионизации, движение вещества. По сравнению с [8] кроме газодинамических эффектов учитываются потери на нагрев ионов и ионная теплопроводность. Изучалась роль движения вещества в распространении волны ионизации, зависимость момента схлопывания плазменного канала от превышения энергии излучения порогового значения, роль молекулярного веса вещества рабочей среды на примерах легкого гелия и тяжелого аргона, а также зависимость общей картины развития пробоя от порядка функции Бесселя и угла наклона пучка к оси.

Для выявления роли движения вещества проводилось сравнение результатов полных расчетов и расчетов с отключенной газодинамикой. Введем понятие пороговой энергии E_{th} как минимальной энергии излучения лазера, при которой (для фиксированной формы импульса) достигается порог пробоя. Величина E_{th} пропорциональна I_{th} . При до- и околопороговых энергиях лазера газодинамика не играет существенной роли. На пороге пробоя интегральная поглощенная энергия составляет десятитысячную долю от энергии излучения E_{th} и на порядок меньше начальной внутренней энергии газа. Однако даже небольшое превышение энергии порогового значения существенно увеличивает поглощенную энергию. Введем величину $k_{th} = (E_{Las} - E_{th})/E_{th} \cdot 100\%$, характеризующую степень превышения энергии излучения лазера E_{Las} порогового значения. Если энергия излучения больше пороговой ($k_{th} > 0$), т.е. лазер продолжает светить после достижения порога пробоя, то, как показывает рис. 1, система переходит с режима лавинной ионизации с постоянной температурой на режим роста температур и более резкого роста степени ионизации. Для плазмы с более чем однократной ионизацией коэффициент поглощения (11) начинает кубически зависеть от среднего заряда ионов ($n_e \approx Z_{ion} n_i$). В результате коэффициент поглощения в окрестности максимума излучения существенно увеличивается. В гелии этот процесс ограничен быстрым достижением максимальной степени ионизации, что определяет гораздо большую прозрачность гелиевой плазмы по сравнению с аргоновой. Например, при превышении пороговой энергии на 11% ($k_{th} = 11\%$) интегральная поглощенная энергия E_{abs} в аргоне составляет 20% от падающей E_{Las} , а в гелии – 5%. Зависимость доли поглощенной энергии от степени превышения k_{th} для гелия и аргона изображена на рис.2. В таблицах 1 и 2 соответственно для гелия и аргона приведены отвечающие этим превышениям максимальные достигнутые степени ионизации и температуры электронов. Видно, что пока степень ионизации меньше или порядка единицы, доля поглощенной энергии мала, а ее резкое увеличение начинается при значениях величины k_{th} в несколько процентов. Это означает, что при еще больших k_{th} необходимо учитывать ослабление интенсивности излучения по мере его распространения в рабочей среде. Ограничимся поэтому небольшими превышениями, и рассмотрим более подробно результаты расчетов для гелия с k_{th} до 20%, а для аргона до 11%.

Т а б л и ц а 1. Гелий

k_{th}	Z_{eff}^{max}	T_e^{max} (эВ)
2	0.44	4.85
5	1.2	6.6
10	2	20
20	2	30

Т а б л и ц а 2. Аргон

k_{th}	Z_{eff}^{max}	T_e^{max} (эВ)	τ (нсек)
5	0.4	2.72	
8	2.2	5.4	15
10	4.2	12	5.5
11	5.2	16	3

5. Гелий

Качественная картина эволюции плазменного канала такова. Нагрев плазмы в зоне максимального потока излучения r_1 вызывает рост давления, что приводит к формированию двух фронтов ударных волн: внутренняя от точки r_1 часть газа сжимается к оси цилиндра,

внешняя – разлетается наружу. При этом характерные давления достигают нескольких килобар, а максимальные скорости фронтов – десятков км/сек.

В легком газе гелии скорость движения ударной волны может заметно превысить скорость тепловой волны, что хорошо видно из рисунков 3 и 4, на которых показана зависимость плотности числа электронов от расстояния до оси r при превышении $k_{th}=20\%$ в полном расчете (рис.3) и в расчете с отключенной газодинамикой (рис.4). Логарифмический масштаб оси ординат этих рисунков позволяет проследить изменение степени ионизации со временем на основном и побочных максимумах. Пробой происходит при ~ 4.3 нсек. До 4.7 нсек между рис.3 и рис.4 практически нет разницы в положении границ плазмы. Расширение области ионизации здесь связано с движением тепловой волны. После этого момента газодинамические скорости становятся больше тепловых (максимальная скорость достигает почти 40 км/сек). По этой причине плазменный канал в полном расчете закрывается раньше (при ~ 5 нсек), чем в расчете без газодинамики (при ~ 5.3 нсек).

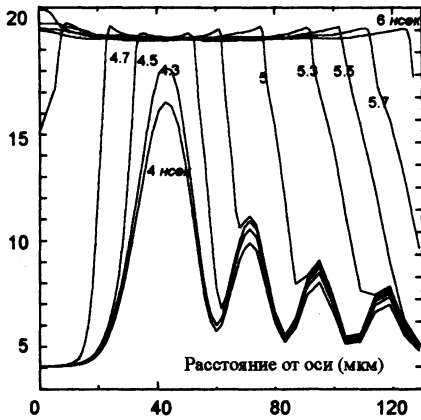


Рис.3. Распределение по радиусу плотности числа электронов

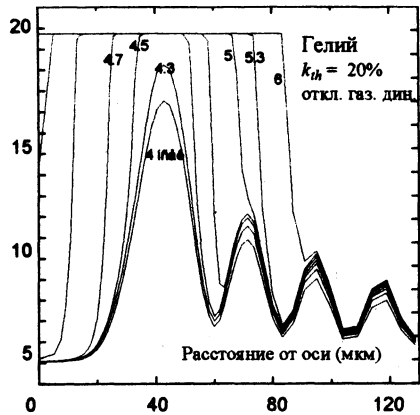


Рис.4. То же, что на рис.3, но с отключенной газодинамикой

В гелии более быстрое движение внешнего ударного фронта по сравнению со скоростью тепловой волны приводит к большему поглощению излучения. Это демонстрирует рис.5, отражающий зависимость от времени отношения поглощенной энергии излучения к падающей в полном расчете и в расчете без учета движения вещества. Заметное поглощение начинается после пробоя, и сначала движение вещества уменьшает поглощение, что связано с "выносом" электронов из зоны максимального излучения, на что указывает "ямка" плотности в окрестности точки $r_1=43$ мкм на рис.3 (сравни с рис.4). Как было отмечено, после момента 4.7 нсек движение вещества начинает опережать движение тепловой волны, плазма быстрее попадает в области побочных максимумов излучения и на них происходит дополнительное поглощение. На рис.3 к моменту 5 нсек внешняя граница плазмы уже прошла второй максимум излучения, что привело к увеличению поглощения излучения, а на рис.4 плазма еще не достигла этой области. В рассматриваемом расчете скорость разлета такова, что на момент времени 5.3 нсек плазма оказывается в зоне третьего максимума излучения $r_3=94$ мкм, а к концу импульса из рис.3 видно, что плазма поглощает на четырех максимумах излучения, тогда как на рис.4 – только на двух. В результате в первом случае полная поглощенная энергия за импульс оказывается на 4% больше.

Итак, газодинамический "вынос" плазмы в гелии из области первого максимума приводит к уменьшению средних характеристик (степени ионизации, температуры) и поглощатель-

ной способности плазмы, но более раннее за счет тех же эффектов попадание плазмы в область второго и следующих максимумов увеличивает поглощение настолько, что это уменьшение компенсируется и даже немного перекрывается. В общем случае конкурируют два фактора: поглощенная энергия уменьшается из-за "выноса" вещества из зоны первого максимума, но увеличивается за счет "появления" плазмы в областях побочных максимумов.

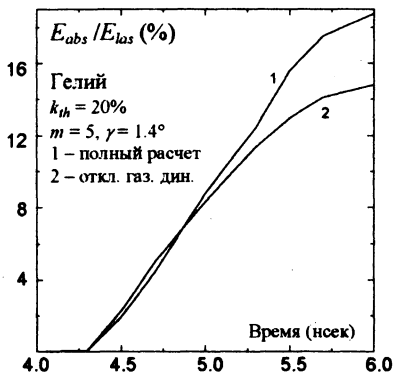


Рис.5. Изменение со временем доли поглощенной энергии

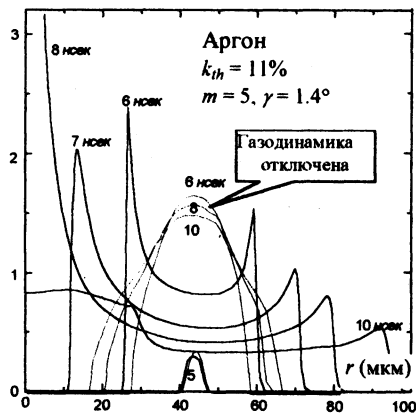


Рис.6. Распределение плотности числа электронов по радиусу (в 10^{20} см^{-3}).

6. Аргон

Проанализируем результаты расчета в аргоне для того же бесселева пучка пятого порядка с углом наклона $\gamma = 1.4^\circ$. На рис.6 в линейном масштабе представлено распределение плотности числа электронов (в единицах 10^{20} см^{-3}) по радиусу (мкм) для аргона с 11%-м превышением энергии импульса лазера на различные моменты времени. Изображены результаты полного расчета и расчета с отключенной газодинамикой. Напомним, что время действия импульса лазера равно 6 нсек. В момент 5 нсек ширина области ионизации соответствует ширине первого максимума излучения. Видно, что в полном расчете еще до конца импульса часть электронов за счет движения вещества уходит из этой зоны, но внешняя граница плазмы не достигает второго максимума ($r_2 = 71 \text{ мкм}$). Таким образом, движение вещества в данном случае приводит только к уменьшению поглощенной энергии. Действительно, в полном расчете доля поглощенной энергии составляет 20% от падающей, а без учета движения вещества – 30%. При этом в полном расчете 90% поглощенной энергии идет на увеличение внутренней энергии газа, т.е. на рост температуры и степени ионизации, а 10% переходит в кинетическую энергию. В результате газодинамические эффекты уменьшают максимальные достигаемые значения температуры и степени ионизации: $T_e = 16 \text{ эв}$, $Z_{eff} = 5.2$ вместо $T_e = 22 \text{ эв}$ и $Z_{eff} = 6.5$ в расчете с отключенной газодинамикой.

Анализ расчетов показывает, что при рассмотренных сравнительно небольших превышениях пороговой энергии характерные газодинамические времена для тяжелого газа аргона оказываются порядка времени теплопроводности и во время импульса движение границ плазмы за счет тепловой волны ионизации практически не отстает от газодинамического расширения. Однако после выключения лазера движение вещества на внутренней границе плазмы приводит к тому, что плазменный канал закрывается к моменту времени 8 нсек в отличие от ситуации в неподвижном газе, где трубчатый канал сохраняется и на момент 10 нсек (см. рис.6). В полном расчете после 8 нсек плотность числа электронов на оси начинает падать, а

после 10 нсек профиль плотности имеет минимум на оси и максимум на наружном фронте ударной волны.

Зависимость времени существования трубчатого плазменного канала τ от степени превышения энергии излучения лазера порогового значения для аргона в полном расчете отражена в табл. 2. Время τ отсчитывается от момента достижения порога пробоя газа.

Перейдем к обсуждению влияния угла γ между направлением распространения пучка и осью z и порядка функции Бесселя m на рассматриваемые зависимости. Характерный масштаб расстояний вдоль радиуса изменяется как $1/\sin\gamma$, так что увеличение угла падения уменьшает толщину поглощающего слоя на основном максимуме. Это приводит к уменьшению полной поглощенной энергии, и облегчает "уход" вещества из слоя, тем самым дополнительно уменьшая поглощение, что делает плазму более прозрачной для такого излучения. С другой стороны, рассматриваемое изменение масштаба уменьшает расстояния между максимумами излучения, что способствует более раннему началу поглощения плазмой на побочных экстремумах и может уменьшить прозрачность плазмы.

При изменении порядка функции Бесселя величина основного максимума монотонно падает от 1 при $m=0$ до ~ 0.374 при $m=5$. Поэтому для получения одной и той же локальной интенсивности в точке максимума излучения для пучка нулевого порядка нужна в ~ 7 раз меньшая энергия, чем для пучка пятого порядка. Кроме того для $m=0$ основной максимум находится в точке $r_1=0$, что существенно уменьшает объем поглощающей области (площадь $\sim (\Delta r)^2$ вместо $\sim r_1^{(m)} \Delta r$). Большое значение имеет также разница в величинах основного и побочных максимумов. Например, для $m=0$ квадрат второго максимума в 7 раз меньше первого, третьего – меньше в 11, четвертого – в 16 раз, а для $m=5$ эти отношения равны 2, 2.9, 3.65. Это сказывается на их относительной роли в поглощении энергии излучения.

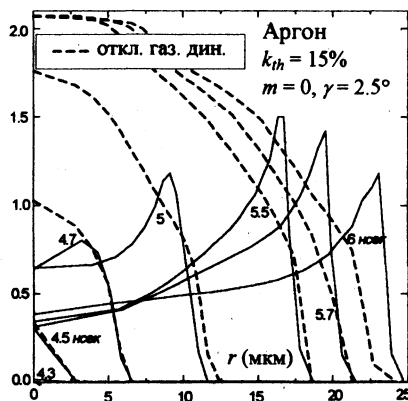


Рис.7. Распределение плотности числа электронов по радиусу (в 10^{20} см^{-3})

Для количественного определения роли указанных факторов проводились расчеты для бesselева пучка нулевого порядка и угла наклона пучка к оси $\gamma=2.5^\circ$ в аргоне. На рис.7 изображены профили электронной плотности (в 10^{20} см^{-3}) по радиусу (мкм) на различные моменты времени для 15%-го превышения порогового значения с учетом газодинамики и без нее. Сравнение показывает, что плотность электронов в зоне основного максимума за счет движения вещества на момент времени 5 нсек уменьшается в три раза, а к концу импульса — на порядок. Это очевидно должно существенно уменьшить поглощение на основном максимуме. Действительно в полном расчете поглощается 23% падающей энергии излучения, тогда

как без учета движения вещества – в три раза больше. Поэтому максимальные параметры плазмы в неподвижном газе существенно выше: $T_e=37$ эв, $Z_{eff}=7.8$ вместо $T_e=19$ эв и $Z_{eff}=5.25$ в полном расчете.

Из рис.7 также видно, что в неподвижном газе более размытая тепловая волна ионизации движется приблизительно с той же скоростью, что и ударная волна (8-10 км/сек) и только к концу импульса газодинамическое движение внешней границы плазмы начинает опережать тепловую волну ионизации. Поэтому в обоих расчетах плазма одновременно попадает в область второго максимума $r_2=16$ мкм, где происходит почти одинаковое дополнительное поглощение, не меняющее соотношение поглощенных энергий. Таким образом, увеличение угла γ в данном случае увеличивает прозрачность аргоновой плазмы.

7. Заключение

Проведенное в настоящей работе численное моделирование протяженной лазерной искры позволило существенно продвинуться в понимании роли различных физических процессов, определяющих формирование плазменного канала и его эволюцию.

Введенное в работе определение порога пробоя отражает момент перехода на качественно иной режим поглощения и ионизации плазмы. Рассчитанная пороговая интенсивность излучения для аргона при атмосферном давлении согласуется с измеренными в экспериментах [19] значениями. Для аргона исследована также зависимость пороговой интенсивности от давления и от начальной ионизации газа.

Проведенные расчеты указывают на резкое увеличение поглощения при сравнительно небольших превышениях пороговых значений энергий. Это означает, что при больших интенсивностях необходимо учитывать ослабление излучения по мере его распространения в рабочей среде.

Для рассмотренных небольших превышений порогового значения продемонстрировано заметное влияние движения вещества на время существования канала, что определяет необходимость одновременного учета эффектов теплопроводности и газодинамики в рассматриваемых задачах.

Показано, что в осциллирующем по радиусу поле бесселевых пучков света газодинамические эффекты могут приводить, с одной стороны, к уменьшению поглощения за счет выноса электронов из области основного максимума излучения, а, с другой стороны, к увеличению поглощения из-за продвижения плазмы в область побочных максимумов. Для легкого газа гелия конкуренция этих факторов увеличивает поглощенную энергию, а для тяжелого аргона – ее уменьшает.

Изучено влияние угла наклона пучка к оси на прозрачность среды распространения. Показано, что увеличение γ , с одной стороны, приводит к уменьшению расстояния между максимумами излучения, что способствует росту поглощения на побочных максимумах, с другой стороны, уменьшая ширину основного максимума, уменьшает поглощение на нем.

Исследованная зависимость картины развития пробоя от порядка функции Бесселя m указывает на слабую, по сравнению с основным, роль побочных максимумов для малых значений m из-за значительной разницы в их амплитудах. Для больших m разницы в амплитудах невелика, соответственно возрастает и роль побочных максимумов.

Работа выполнена при частичной поддержке Американского фонда независимых гражданских исследований (CRDF), проект RP 2 – 130.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Л.Я. Марголин, В.В. Котляр, Л.Я. Полонский, Л.Н. Пятницкий, А.А. Сисякян, В.А. Сойфер. Авторское свидетельство №1753446. В сб. Б.И. 1992, т.184, №29.

2. Н.Е. Андреев, Л.Я. Марголин, И.В. Плешанов, Л.Н. Пятницкий. Трубочатые пучки электромагнитного излучения: формирование и нелинейное распространение // ЖЭТФ, 1994, т.105, №1232.
3. Н.Е. Андреев, С.С. Бычков, В.В. Котляр, Л.Я. Марголин, Л.Н. Пятницкий, П.Г. Серафимович. Формирование трубочатых бесселевых пучков света высокой мощности // Квантовая электроника, 1996, т.23, с.130.
4. C.G. Durfee, J. Lynch, H.M. Milchberg. Development of a plasma waveguide for high-intensity laser pulses. Phys. Rev. 1995, E51, 2368; I.V. Pogorelsky, W.D. Kimura, Y. Liu. Advanced Accelerator Concepts, AIP Conference Proceedings, 1995, v.335, p.419.
5. S. Buechov, M. Marin and L. Pyatnitsky // In: Proc / of Third Intern. Colloquium on X-Ray Laser, Schliersee, Germany, 1992, p. 439.
6. Н.Е. Андреев, С.В. Кузнецов, Л.Н. Пятницкий. Ионизация газа в оптическом разряде // Физика плазмы, 1991, т.17, с.1123-113.
7. Н.Е. Андреев, Н.В. Змитренко, Л.Я. Марголин, И.В. Плешанов, Л.Н. Пятницкий. Моделирование протяженной лазерной искры при пробое гелия // В сб.: Тезисы докладов VIII конференции по физике газового разряда, Рязань, 1996, ч.2, стр.33
8. Н.Е. Андреев, Л.Я. Марголин, И.В. Плешанов, Л.Н. Пятницкий. Оптический пробой гелия в бесселевых пучках лазерного излучения // Квантовая электроника, 1998, т.25, вып.10, с.934.
9. Ю.В. Афанасьев, Е.Г. Гамалий, В.Б. Розанов. Основные уравнения динамики и кинетики лазерной плазмы // Труды ФИАН. – М.: Наука, 1982, т.134, с.10
10. Н.В. Змитренко, В.Я. Карпов, А.П. Фадеев, И.И. Шеллапутин, Г.В. Шпатаковская. Описание физических процессов в программе расчета задач лазерного термоядерного синтеза. // ВАНТ., Сер. Методики и программы, 1983, вып 2(13), с.34.
11. В.Я. Карпов, Т.В. Мищенко, Г.В. Шпатаковская. Новые возможности расчета уравнения состояния вещества в комплексе программ DIANA. // Препр. ИПМ им. М.В.Келдыша АН СССР, 1988, №100.
12. Л. Спитцер. Физика полностью ионизованного газа. – М., ИЛ, 1957.
13. К. Бракнер, С. Джорна. Управляемый лазерный синтез. – М., Атомиздат, 1977.
14. В.Е. Ермаков, Н.Н. Калиткин. Электронный перенос в сверхплотной невырожденной плазме. // -М.: Препр. ИПМ им. М.В.Келдыша АН СССР, 1977, №26.
15. L.S. Frost. Conductivity of seeded atmospheric pressure plasmas. // Journ. of Appl. Physics, 1961, v.32, №10, p.2029.
16. Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. -М.: Наука, 1966.
17. В.Я. Карпов, Г.В. Шпатаковская. Моделирование оптического пробоя. // Мат. моделирование, 1997, т.9, вып.11, с.46.
18. Ю.П. Райзер. Лазерная искра и распространение разрядов. – М.: Наука, 1974.
19. С.С. Бычков, С.В. Горлов, Л.Я. Марголин, Л.Н. Пятницкий, А.Д. Тальвирский, Г.В. Шпатаковская. Протяженная лазерная искра трубочатой конфигурации: экспериментальные исследования и численное моделирование. // Доклады конференции ФНТП-98, Петрозаводск, 1998, с. 349-353.

Поступила в редакцию 30.11.98