

В.И. Букатый, Ю.В. Гончаров, А.А. Тельнихин

ОПТИЧЕСКИЙ РАЗРЯД В АЭРОДИСПЕРСНОЙ СРЕДЕ, ОБРАЗОВАННЫЙ ИЗЛУЧЕНИЕМ МИЛЛИСЕКУНДНОГО Nd-ЛАЗЕРА

Приведены данные экспериментов по образованию плазмы оптического разряда в поле излучения неодимового лазера (длина волны 1,06 мкм, длительность импульса 10^{-3} с, плотность потока энергии $I \approx 5 \cdot 10^5$ Вт/см²).

Обнаружена нижняя энергетическая граница возникновения разряда в аэрозоле; методом спектрального отношения найдена температура плазмы ($T \approx 1$ эВ), по штарковскому уширению спектральных линий определена плотность электронов ($n_e \approx 1,0 \cdot 10^{17}$ см⁻³).

Проведен анализ процессов в плазме. Показано, что состав плазмы разряда зависит от плотности частиц аэрозоля.

В последнее время проводятся интенсивные исследования по пробое аэродисперсных сред излучением миллисекундного Nd-лазера [1–6]. Выяснено, что разряд в таких средах является самым низкого порога (по величине энерговклада от внешнего поля накачки) из всех известных видов оптических разрядов. Пороговый энерговклад от лазерного поля, инициирующего разряд, составляет величину порядка 10^3 Вт/см³ и практически не зависит от сорта аэрозольной компоненты.

Несмотря на проведенные многочисленные исследования, в настоящее время существуют известные трудности в теоретической интерпретации свойств плазмы разряда. В первую очередь эти трудности связаны с недостаточностью данных о составе многокомпонентной плазмы, а следовательно, и о характере процессов, протекающих в плазме разряда.

В связи с этим нами проведена серия экспериментов по определению свойств плазмы разряда.

Результаты экспериментов

Для исследований в качестве источника воздействующего излучения использовался серийный лазер на неодимовом стекле ГОС–1001 с длиной волны $\lambda = 1,06$ мкм. Длительность импульса излучения составляла $(1 \div 1,8) \cdot 10^{-3}$ с, энергия импульса $E \approx 70 \div 190$ Дж. Свет от лазера фокусировался в камеру, где распылялись частицы твердого аэрозоля. В экспериментах использовались частицы двух сортов: графита и корунда Al₂O₃. Концентрация частиц поддерживалась на одном уровне и составляла $\sim 10^4$ см⁻³.

Наблюдение за образующейся плазмой велось через боковое окно камеры под углом 90° к воздействию излучению. Собственное излучение плазмы разряда направлялось в спектрограф ИСП–51. Для градуировки и определения длин волн линий излучения плазмы использовался спектр излучения железа в дуговом разряде. Спектры излучения плазмы разряда и дуговой лампы фотографировались на аэрофотоплёнку. В связи с тем, что интенсивность излучения плазмы разряда была недостаточна для получения качественных спектрограмм, съёмка производилась за несколько (3–5) выстрелов. Полученные спектрограммы обрабатывались на микрофотометре ИФО–451 и затем производилась идентификация линий в спектре оптического разряда по спектру излучения железа.

На рис. 1 представлена характерная денситограмма собственного излучения плазмы, образующейся в углеродном аэрозоле. В спектре присутствуют линии излучения возбужденных атомов азота NI, кислорода OI, линии ионов азота и кислорода – NII и OII, а также линии ионов углерода CII.

Характерная фотография спектрограммы (для корунда) приведена на рис. 2. Спектр излучения состоит из линий атомов и ионов воздуха и аэрозольной компоненты. При энерговкладе в разряд $E = 190$ Дж наиболее яркие линии AIII – 422,68 нм, 586,15 нм; AII – 669,60 нм; NII – 510,44 нм; OII – 485,68 нм; OI – 465,54 нм.

Концентрация электронов в плазме рассчитывалась по штарковскому уширению линий излучения по формуле (погрешность метода $\sim 20\%$) [7]:

$$\Delta\lambda_{1/2} = 2W \left(\frac{n_e}{10^{16}} \right) + 3,5A \left(\frac{n_e}{10^{16}} \right)^{1/4} \left[1 - \frac{3}{4} N_d^{-1/3} \right] W \left(\frac{n_e}{10^{16}} \right), \quad (1)$$

где n_e – концентрация электронов, см⁻³; N_d – число частиц в сфере Дебая; W , A – некоторые константы, не зависящие от концентрации электронов.

Расчет концентрации электронов в плазме проводился по полуширине линий азота NI ($\lambda = 415,15$ нм) и кислорода OI ($\lambda = 394,73$ нм). Полуширина линий – $0,6 \div 0,9$ нм, инструментальный контур – $0,3$ нм. Рассчитанное значение концентрации электронов $n_e \approx 1,0 \cdot 10^{17}$ см⁻³.

Теорема плазмы определялась по отношению полных интенсивностей линий. Считалось, что об-
разующаяся плазма находится в состоянии локального термодинамического равновесия (ЛТР).

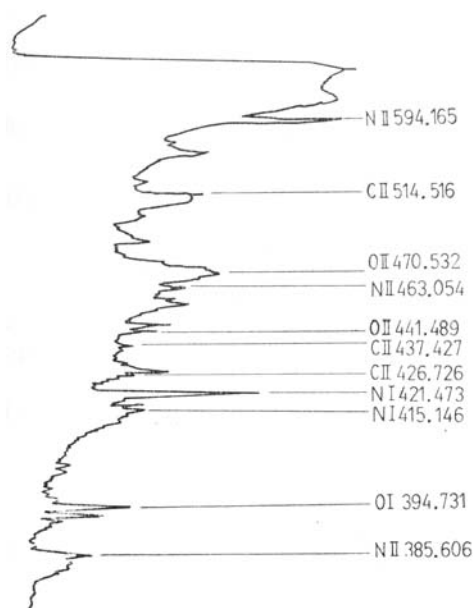


Рис. 1

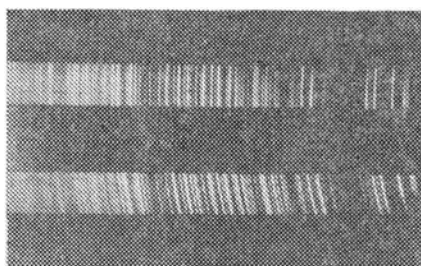


Рис. 2

В связи с тем, что точность в определении температуры электронов из отношения интенсивностей линий, излучаемых ионами или атомами одного сорта, невелика и погрешность в измерении отношения интенсивностей линий входит в определение температуры в усиленном виде, расчет температуры производился по измерениям относительной интенсивности двух линий, принадлежащих одному и тому же элементу, но двум соседним степеням ионизации [7]:

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = \frac{f_{m_1 n_1}(1) g_{n_1}(1) \lambda^3(1)}{f_{m_2 n_2}(2) g_{n_2}(2) \lambda^3(2)} \left(\frac{T_e}{J_H} \right)^{3/2} \frac{1}{4\pi^{3/2} a_0^3 n_e} \exp\left(-\frac{\Delta E}{T_e}\right), \quad (2)$$

где число 1 относится к более высокой степени ионизации; f_{mn} — сила осциллятора для перехода m, n , g_n — статистический вес уровня; λ — длина волны излучения при переходе m, n , a_0 — радиус Бора; T_e — электронная температура; J_H — энергия ионизации водорода. Величина ΔE есть разница энергий возбуждения $E(1)$ и $E(2)$, увеличенная на энергию ионизации атома с более низкой степенью ионизации:

$$\Delta E = E(1) - E(2) + [J - \Delta J],$$

где $\Delta J = Ze^2/4\pi\epsilon_0 r_d$ — поправка к энергии ионизации, обусловленная коллективным взаимодействием в плазме ($Z = 1$ для атома, $Z = 2$ для однократно ионизованного атома и т.д.); r_d — радиус Дебая.

Измерение температуры плазмы проводилось обычным методом [8] по относительным интенсивностям линий азота: N II ($\lambda = 594,17$ нм), N I ($\lambda = 415,15$ нм); N II ($\lambda = 463,05$ нм), N I ($\lambda = 415,15$ нм), и линий кислорода: O II ($\lambda = 441,49$ нм), O I ($\lambda = 394,73$ нм).

Электронная температура, определяемая по соотношению (2), оказалась следующей: 0,98 эВ для первой и 0,96 эВ для второй пары линий азота; 0,86 эВ — для линий кислорода.

Обсуждение результатов

Для выполнения условия ЛТР требуется, чтобы столкновения электрон—атом и электрон—ион были достаточно частыми и чтобы они, а не процессы излучения, определяли скоростные уравнения плазмы. Необходимым для этого является условие [7]:

$$n_e \geq 1,4 \cdot 10^{14} T^{1/2} \cdot E_{um}^{3/2}, \quad (3)$$

где E_{um} — энергия возбуждения; n_e в см^{-3} .

Сравнение наблюдаемых и теоретически рассчитанных форм линий возможно лишь при выполнении условия [7]

$$\mu(\omega)L \ll 1, \\ \mu = 7,01 \cdot 10^{-11} \frac{n_e^2}{T^{3/2} \omega^2} \left(\frac{1 - e^{-\hbar\omega/k_B T}}{\hbar\omega/k_B T} \right) G, \quad (4)$$

где μ — коэффициент поглощения на частоте ω ; L — характерный размер плазмы; n_e измеряется в м^{-3} ; T — в Кельвинах; μ в м^{-1} ; G — фактор Гаунта.

При наших параметрах плазмы ($n_e \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $T \approx 1$ эВ, $L \approx 1$ см) условия (3, 4) хорошо выполняются в видимой области спектра.

В условиях ЛТР распределение свободных частиц в плазме должно удовлетворять соотношению Саха:

$$\frac{n_e}{n} = 2 \frac{g_i}{g} \left(\frac{mT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{J}{T}\right), \quad (5)$$

где g — статистический вес.

Применяя (5) к различным компонентам плазмы, находим

$$\frac{n_i}{n} + \frac{N_i}{N} \gamma, \quad \gamma = \exp\left(-\frac{J_1 - J_2}{T}\right), \quad (6)$$

J_1 , n_i , n — плотность ионов и атомов воздуха.

Так как в разряде ионная плазменная частота значительно превышает частоту флуктуации плотности частиц в плазме [6], плазму разряда можно считать квазинейтральной, т. е.

$$n_e = n_i + N_i. \quad (7)$$

Комбинируя выражения (6, 7), можно показать, что при выполнении условия $\gamma \gg N/n$ число заряженных частиц в плазме определяется в основном ионами воздуха ($n_e \approx n_i$). При $T=1$ эВ из формулы (5) находим $n_e \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. При этом в спектре разряда, поскольку интенсивность линий пропорциональна числу частиц в данном состоянии, наиболее яркими будут линии атомов и ионов воздуха.

В случае, когда $\gamma \ll N/n$, из выражений (6, 7) находим $n_e \approx N_i$. Из условия (5) можно получить, что концентрации электронов и ионов равны и имеют значение 10^{17} см^{-3} , концентрация атомов аэрозоля в основном состоянии равна 10^{15} см^{-3} при $T = 1$ эВ. Потенциал ионизации атомов аэрозольной компоненты $J_2 = 6$ эВ. Для создания электронной концентрации такой величины начальная плотность атомов должна быть порядка 10^{17} см^{-3} .

Проведенные в работе [6] зондовые измерения показали, что концентрация электронов в плазме флуктуирует со средней частотой $\omega \sim 10^4 \text{ с}^{-1}$. При этом в плазме кроме межчастичных кулоновских полей существуют поля коллективных волноподобных флуктуации. Оценка среднеквадратичного значения напряженности флуктуирующего электрического поля, проведенная в работе [7], показывает, что при типичных значениях лазерного разряда ($n_e \sim (10^{16} \div 10^{17}) \text{ см}^{-3}$, $T_e = 1$ эВ) среднее значение флуктуирующего поля мало по сравнению со средним межчастичным полем. При этом ширина штарковски уширенной спектральной линии, излучаемой плазмой, будет определяться кулоновскими полями.

1. Lencioni D.E., Pettingill L.C. — Appl. Phys., 1977, v. 48, № 5, p. 1848.

2. Труды Института экспериментальной метеорологии: Оптика атмосферы./Под ред. А.П. Будника, А.М. Скрипкина. — М.: Гидрометеиздат, 1983, т. 31, № 105, с. 3—73.

3. Захарченко С.В., Семенов Л.П., Скрипкин А.М. — Квантовая электроника, 1984, т. 11, № 12, с. 2487—2492.

4. Королев И. Я., Кособурд Т. Н. и др. — ЖТФ, 1983, т. 53, № 8, с. 1547—1553.
5. Вдовий В. А., Сорокин Ю. М. — ЖТФ, 1985, т. 55, № 2, с. 319—325.
6. Букатый В. И., Коблов А. А., Тельнихин А. А. — ЖТФ, 1985, т. 55, № 2, с. 312—318.
7. Плазма в лазерах/Под ред. Дж. Бекефи. — М.: Энергоиздат. 1982.
8. Оптика и атомная физика/Под ред. Р.И. Солоухина. — Новосибирск: Наука, 1976. — 454 с.

Алтайский госуниверситет,
Барнаул

Поступила в редакцию
10 марта 1988 г.

V. I. Bukaty, Yu. V. Goncharov, A. A. Telnikhin. Millisecond Neodymium Laser-Triggered Optical Discharge in Aerodispersion Medium.

Experimental data on the formation of the optical discharge plasma by a neodymium laser at $1,06 \mu\text{m}$ with a pulse duration of 10^{-3} s and an energy flux density of $\approx 5 \cdot 10^5 \text{ W/cm}^2$ are presented. The lower energy bound required for the optical discharge in aerosol to be initiated was found. A plasma temperature of 1 eV was obtained by the spectral ratio technique. An electron density of $1,0 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ was determined from Stark-broadened spectral line data. The processes involved in the discharge plasma were examined to show the dependence of its composition on the aerosol number density.