

04; 07

ОПТИЧЕСКАЯ ОДНОРОДНОСТЬ АКТИВНОЙ СРЕДЫ ШИРОКОАПЕРТУРНОГО CO₂ ЛАЗЕРА С ПЛАЗМЕННЫМИ ЭЛЕКТРОДАМИ

И.О. К о в а л е в, А.В. К о р а б л е в,
Г.П. К у з ь м и н, А.М. П р о х о р о в,
Г.Р. Т о к е р

Применение плазмы скользящего разряда в качестве электродов CO₂ лазеров атмосферного давления позволило осуществить накачку активной среды сечением 150x150 мм² [1] с выходными параметрами, близкими к параметрам CO₂ лазеров с несамостоятельным разрядом, контролируемым электронным пучком. При энерговыкладах в объемный разряд до 2000 Дж/(л·атм) большое значение приобретает проблема однородности ввода энергии в активный объем лазера, что связано с образованием плазмы в приэлектродных областях.

Ранее в работе [2] изучалась динамика инициированной скользящим разрядом прикатодной ударной волны в кювете CO₂ лазера высокого давления малой (≈ 6 мм) апертуры и было показано, что в момент генерации лазерного импульса область оптической неоднородности у катода составляет $\approx 0,7$ мм.

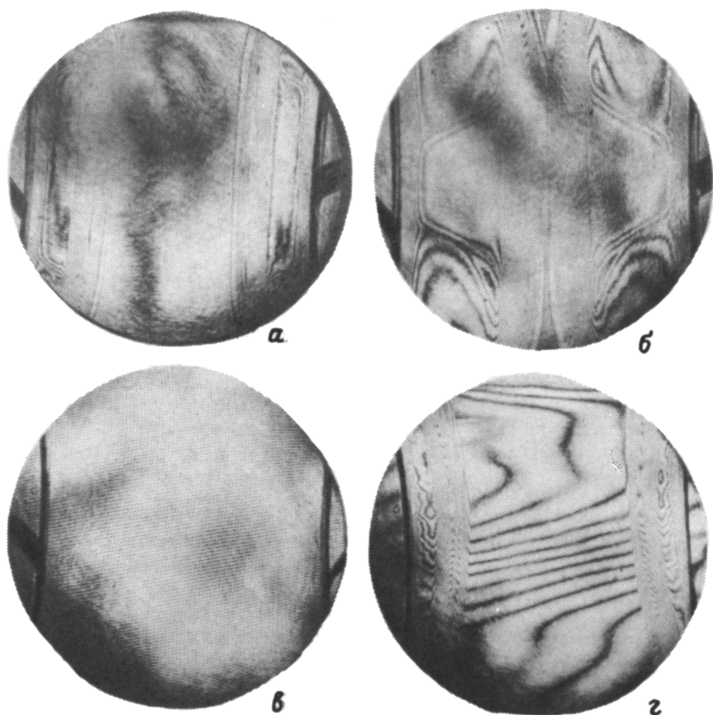
В настоящей работе с целью изучения газодинамических возмущений в активной среде широкоапертурного CO₂ лазера на базе оптических элементов стандартной установки УИГ-22К собран голографический интерферометр сфокусированного изображения с рабочим полем до 200 мм. В качестве источника диагностирующего излучения использовался многомодовый рубиновый лазер ОГМ-20 со следующими основными параметрами: $\varepsilon = 0,1$ Дж, $\tau_{1/2} = 20$ нс, $\lambda = 0,6943$ мкм.

На рис. 1 представлена серия восстановленных интерферограмм, полученных как в случае инициирования скользящего разряда (а, б), так и в случае основного объемного разряда (в, г). Минимальное расстояние между электродами 150 мм, длина электрода $L = 800$ мм. Скорость звука в исследуемой смеси (CO₂, N₂, He = 1 : 1 : 8) $C_0 = 612$ м/с.

^o Сдвиг полос Δk на интерферограмме, происходящий за счет перераспределения массы газа и появления электронной компоненты, определяется как [3]:

$$\Delta k = L C_\alpha (N - N_0) / \lambda - 4,46 \cdot 10^{-14} \lambda N_e L, \quad (1)$$

где C_α — рефракция в перерасчете на одну тяжелую „частицу“ с учетом парциального состава смеси; N_0 — плотность тяжелых частиц до, а N — после прихода ударной волны; N_e — плотность электронов ($C_\alpha = 3,8 \cdot 10^{-24}$ см³, $N_0 = 2,7 \cdot 10^{19}$ см⁻³). Минимальный, достовер-



Восстановленные интерферограммы ударных волн в активном объеме CO_2 лазера с плазменными электродами. Скользящий по диэлектрику разряд (а, б). Основной объемный разряд (в, г). Задержка отсчитывается от максимума импульса скользящего разряда: а - 55, б - 110, в - 1, г - 25 мкс.

но определяемый сдвиг полос $\Delta k = 0.1$. Такому сдвигу отвечает относительное изменение плотности $\Delta N/N_0 = 0.85 \cdot 10^{-3}$ и электронная плотность $N_e = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Поскольку реальное значение электронной плотности в самостоятельном разряде по крайней мере на порядок ниже, весь сдвиг полос на интерферограммах следует приписать изменению плотности газа (исключение могут составить лишь приэлектродные области).

Анализ всей совокупности экспериментальных данных позволяет утверждать следующее. В течение первой полуволны тока скользящего разряда (≈ 0.5 мкс) плазменный лист локализуется в примыкающем к диэлектрику слое газа толщиной ≈ 1 мм. Выделение в тонком слое газа усредненной по объему удельной энергии 2 Дж/см^3 приводит к прогреву газа до температуры $\approx 3500 \text{ К}$ и возникновению скачка давления $\Delta p = 11 \text{ атм}$. Эволюция нагретой пробки газа

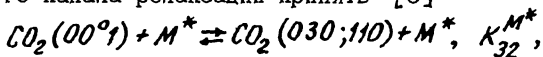
приводит к генерации слабой ударной волны, двигающейся в направлении (ось Y) противоположного электрода (см. рисунок, а, б). На интерферограммах отчетливо наблюдается также движение волны разрежения (см. рисунок, б) по направлению скользящего разряда (ось X) в поздние ($\tau \gg 1$ мкс) моменты времени. Движение ударной волны начинается со скоростью ≈ 1.5 км/с, и через ≈ 10 мкс волна движется равномерно со скоростью ≈ 670 м/с, что составляет $M = 1.09$. Оценка степени сжатия для плоской ударной волны ($\gamma = 1.6$) в соответствии с формулой

$$\Delta N/N_0 = \Delta \rho/\rho_0 = (M^2 - 1) / [1 + 1/2 M^2 (\gamma - 1)] \quad (2)$$

для числа Маха $M = 1.09$ дает $\Delta \rho/\rho_0 = 0.14$. Эта величина совпадает с расчетом максимальной степени сжатия за фронтом ударной волны, полученной по формуле (1) для величины сдвига полос $\Delta k = 18$ (см. рисунок, а), $\Delta \rho/\rho_0 = 0.15$.

Ситуация заметным образом усложняется в случае срабатывания самостоятельного объемного разряда через 0.6 мкс после максимального значения тока скользящего разряда. Ударная волна начинает движение со скоростью $\mathcal{D} \lesssim 1.9$ км/с (см. рисунок, в) и движется с этой скоростью в течение ≈ 10 мкс, затем скорость падает и, начиная с $\tau \approx 20$ мкс, волна движется со средней скоростью ≈ 0.73 км/с. Сжатие газа за фронтом УВ во время второй фазы движения остается приблизительно постоянным ($\Delta k = 8-10$).

В объемном разряде эффективно возбуждаются колебания молекулы N_2 и антисимметричная мода колебаний молекулы CO_2 . Оценки [4] показывают, что в нашем случае ($E/N_0 \approx 2 \cdot 10^{-16}$ В·см²) доля энергии в этих типах колебаний составляет $\lesssim 80\%$ от общей энергии, вкладываемой в разряд. Процессы $V-T$ релаксации, идущие как перед, так и за фронтом УВ, приводят к диссипации энергии, запасенной в колебаниях молекул CO_2 и N_2 . Если в качестве основного канала релаксации принять [5]



где $M^* = CO_2, N_2$ или He, то временная зависимость температуры газа определится константами скоростей $K_{32}^{M^*}$. Скорость релаксации за фронтом УВ заметно выше, поскольку в ранние моменты времени ($\tau < 10$ мкс) более высокая температура газа определяется энерговыделением за счет скользящего разряда и прогревом газа ударной волной. Являясь дополнительным фактором увеличения температуры газа за фронтом ударной волны, перекачка колебательной энергии в поступательную обеспечивает продвижение УВ в первые несколько микросекунд с высокой скоростью $\mathcal{D} \lesssim 1.9$ км/с. Оценки времен релаксации в соответствии с [5] показывают, что за фронтом УВ $\tau_{VT} \lesssim 3$ мкс, в то время как перед фронтом УВ $\tau_{VT} \approx 10$ мкс. Для времени $\tau > 20$ мкс можно считать, что процесс $V-T$ релаксации перед фронтом УВ уже завершился, поэтому УВ является нормальной акустической волной, сжатие за фронтом которой подчиняется соотношению (2): $\Delta \rho/\rho_0 = 0.08$; $M = 1.05$ (см. также [6]). Зна-

ние скорости движения акустической волны ≈ 0.73 км/с позволяет оценить температуру газа перед фронтом волны (≈ 420 К) и минимальную величину нагрева газа вдали от электродов объемным самостоятельным разрядом $\Delta T \approx 130$ К.

В заключение необходимо отметить следующее. В течение всего времени генерации импульса излучения ($\tau < 3$ мкс) наблюдается высокая оптическая однородность активной среды. Для времен задержки $\tau \geq 10$ мкс оптическая однородность может нарушаться только за счет срыва объемного разряда в дуговой режим (см. рисунок, г), что приводит к резкому изменению плотности газа. По сравнению с обычными способами организации объемных несамостоятельных [5] и самостоятельных [6] разрядов скользящий по диэлектрику разряд инициирует гораздо более сильное газодинамическое возмущение активной среды в поздние моменты времени, тогда как в ранние моменты времени способствует созданию оптически однородных активных сред большой апертуры.

Авторы хотели бы выразить свою признательность Ю.Б. Коневу за полезные обсуждения экспериментальных результатов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Горковский В.П., Карлов Н.В., Ковалев И.О. и др. // Квантовая электроника. 1984. Т. 11. № 9. С. 1867-1869.
- [2] Карлов Н.А., Кислицев А.В., Ковалев И.О. и др. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. В. 10. С. 617-622.
- [3] Токер Г.Р. // ЖТФ. 1988. Т. 58. В. 5. С. 915-921.
- [4] Карлов Н.В., Колев Ю.Б., Кочетов И.В., Певгов В.Г. Константы скорости и баланс энергии электронов в плазме газоразрядных CO_2 лазеров. - Препринт ФИАН. 1976. № 91. 44 с.
- [5] Бурцев В.А., Кондаков А.А., Попов В.П. и др. // ЖТФ. 1978. Т. 48. В. 4. С. 712-716.
- [6] Clark W.M., Jr. // Appl. Opt. 1974. V. 13. N 9. P. 1995-1997.

Институт общей физики
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
6 марта 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 9

12 мая 1989 г.

06; 09

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ МОД В КАСАТЕЛЬНО НАМАГНИЧЕННЫХ ФЕРРИТОВЫХ ВОЛНОВОДАХ

Е.О. Каменецкий, О.В. Соловьев

Вопросы миниатюризации спин-волновых устройств с целью создания функциональных элементов СВЧ интегральных схем делают актуальной задачу исследования характеристик возбуждения и распространения МСВ в слоях ЖИГ конечной ширины.