



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Л. Я. Марголин, Генерация периодических неоднородностей при оптическом пробое в бесселевом лазерном пучке,
Квантовая электроника, 1999, том 26, номер 3, 246–248

<https://www.mathnet.ru/qe1461>

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: 18.97.9.168

21 мая 2025 г., 02:26:04



Генерация периодических неоднородностей при оптическом пробое в бесселевом лазерном пучке

Л.Я.Марголин

Рассмотрена модель возникновения периодических структур в плазменном канале протяженной лазерной искры. Показано, что боковой подвод греющего излучения бесселева пучка к области пробоя и расширение нагретой плазмы приводят к неоднородной рефракции и, в итоге, к появлению структур с продольным периодом $\sim \lambda/\gamma^2$ (λ – длина волны излучения, γ – угол наклона лучей к оси). В рамках модели объяснены результаты экспериментов, согласно которым в случаях разреженного газа (давление 0.05 атм и менее) и короткого греющего импульса (~ 0.1 нс) структуры не наблюдаются.

Ключевые слова: бесселев пучок, оптический пробой, неоднородная рефракция, плазменный канал, периодическая структура.

Введение

Протяженная лазерная искра [1] возникает при пробое газа в поле бесселева лазерного пучка, амплитуда которого в направлении распространения практически постоянна, а в радиальном направлении описывается функцией Бесселя $J_m(2\pi r/\sin\gamma)/\lambda$ (r – расстояние до оси пучка, λ – длина волны излучения, γ – угол наклона лучей к оси, m – целое число). Этот разряд обладает рядом особенностей, таких как высокая коммутационная способность и цилиндрическая симметрия плазменного канала, а также большая длина (в лабораторных условиях до 1 м и более) при малом (~ 100 мкм) диаметре. Указанные свойства обеспечивают привлекательность протяженной искры для фундаментальных исследований и приложений. Однако в большинстве реализаций разряда, плазменный канал имеет квазипериодическую продольную структуру, которая, напротив, ограничивает возможности его использования. Это обстоятельство стимулирует изучение механизмов возникновения структуры и построение соответствующих моделей.

1. Основные данные о свойствах периодических структур

К настоящему времени получен значительный объем экспериментальной информации об условиях возникновения периодических структур искрового канала и их параметрах. Основные результаты состоят в следующем [2–7]:

1. При оптическом пробое инертных и молекулярных газов в бесселевых лазерных пучках наносекундного диапазона возникающий плазменный канал имеет квазипериодическую модуляцию вдоль оси таких характеристик, как яркость излучения плазмы и коэффициент отражения греющего излучения, что свидетельствует о на-

личии у канала квазипериодической продольной структуры.

2. Появление структуры наблюдалось в широких диапазонах начальных давлений газа (0.1 – 10 атм) и углов γ ($1 - 15^\circ$), при конфигурациях радиальных распределений греющего излучения, соответствующих нити ($m = 0$) и полой трубке ($m = 1$ и 5). При низких давлениях газа (0.05 атм) или длительностях греющего излучения ~ 0.1 нс продольная неоднородность не наблюдалась.

3. Период L_1 возникающей структуры не зависел от давления и сорта газа, конфигурации каустики и длительности греющего излучения (рассматриваются структуры, реализующиеся на начальной стадии пробоя) и удовлетворительно описывался соотношением $L_1 \simeq 2\lambda/\gamma^2$ [8]. Недавние опыты [9] при $\gamma \sim 1^\circ$ показали, что кроме структур с масштабом L_1 наблюдались неоднородности с масштабом на порядок меньше, $L_2 = (0.1 - 0.3)L_1$. При этом первые были представлены более яркими очагами.

2. Модель возникновения и роста периодических неоднородностей

При построении модели процесс формирования структуры плазменного канала разделим на два этапа: возникновение в объеме каустики пучка малых неоднородностей среды в продольном направлении и лавинный рост этих неоднородностей при воздействии греющего излучения. Для оценок будем использовать $\gamma \sim 1^\circ$ и $\lambda = 1.06$ мкм.

2.1. Механизм лавинного роста неоднородностей

Специфика подвода греющего излучения в нашем случае состоит в наклонном падении его на границу плазмы под малым углом γ . Полагая границу газ–плазма тонкой, найдем френелевский коэффициент ρ отражения излучения по энергии. Для случаев σ - и π -поляризации излучения имеем (см., напр., (1.5.21а) в [10])

$$\rho_{\perp} = \frac{\sin^2(\theta_i - \theta_t)}{\sin^2(\theta_i + \theta_t)}, \quad \rho_{\parallel} = \frac{\tan^2(\theta_i - \theta_t)}{\tan^2(\theta_i + \theta_t)}, \quad (1)$$

где θ_i и θ_t – углы падения и преломления соответственно; $\theta_i = \pi/2 - \gamma$. Используя закон преломления света и выражение для показателя преломления μ плазмы в виде $\mu(n_e) = \sqrt{1 - n_e/N_{cr}}$, где n_e – концентрация электронов в плазме, а N_{cr} – критическая для греющего излучения концентрация электронов, из (1) получаем

$$\rho_{\perp} = \left(\frac{1 - \sqrt{1 - \chi}}{1 + \sqrt{1 - \chi}} \right)^2, \quad \rho_{\parallel} = \left(\frac{1 - \tan^2 \gamma \sqrt{1 - \chi}}{1 + \tan^2 \gamma \sqrt{1 - \chi}} \right)^2, \quad (2)$$

где $\chi = n_e/N_{cr} \sin^2 \gamma$ – параметр скользящего отражения. В реальных ситуациях ($\gamma < 20^\circ$) обе зависимости (2) практически идентичны, поэтому ниже не будем их различать.

Зависимость $\rho(\chi)$ в диапазоне $\chi = 0.6 - 1$ дана на рис.1. Там же показана шкала n_e , соответствующая выбранным γ и λ . Слабое отличие от нуля $\rho(\chi)$ при $\chi < 0.7$ и резкое приближение $\rho(\chi)$ к единице при $\chi \geq 0.9$ означает, что для $n_e \leq 2.1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ отражением греющего излучения от цилиндрической границы плазмы можно пренебречь, а для $n_e \geq 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ имеет место полное отражение.

Таким образом, если граница плазменного канала ровная, то в случае наклонного падения критическая концентрации электронов $N_{cr\gamma}$, при достижении которой имеет место полное отражение греющего излучения, заметно меньше, чем N_{cr} для случая нормального падения:

$$N_{cr\gamma} = \sin^2 \gamma N_{cr}. \quad (3)$$

В случае отклонения формы границы от цилиндра или, например, наличия гофров имеет место качественно другая картина. При $n_e \leq 2.1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ гофры практически не влияют на прохождение греющего излучения через границу, при этом нагрев плазмы вдоль оси равномерный и форма гофров не меняется. При $n_e > 2.1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ неоднородность нагрева поверхности становится заметной, поскольку участки с углами скольжения меньше γ заметно отражают греющее излучение и нагрев плазмы вблизи них прекращается. Продолжающийся нагрев на участках с углами скольжения больше γ приводит к образованию и росту локальных неоднородностей на поверхности. В области неоднородности плазма прогревается сильнее, давление повышается и рост неоднородности ускоряется, что приводит к локальному увеличению угла наклона лучей к поверхности. В результате амплитуда неоднородности H_w неограниченно растет, угол наклона лучей к поверхности в этом месте становится большим и заметное отражение греющего излучения отсутствует при концентрациях электронов, мень-

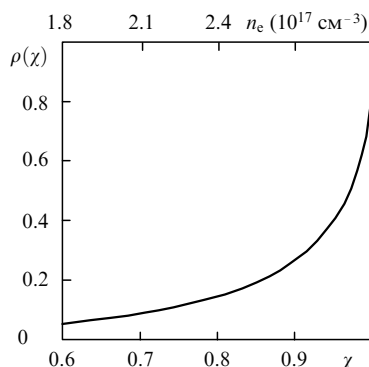


Рис.1. Зависимость коэффициента отражения от параметра скользящего отражения и концентрации электронов.

ших N_{cr} . Образовавшаяся неоднородность затеняет от греющего излучения область каустики длиной H_w/γ , что приводит к формированию продольной структуры, состоящей из чередующихся участков, нагретых сильнее, и участков длиной H_w/γ , нагретых слабее.

Рассмотрим процесс появления неоднородностей на цилиндрической поверхности при $\chi = 1$ ($n_e = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) на примере эволюции случайного возмущения длиной Δz_{long} , имеющего в продольном сечении вид волны с малой амплитудой H_w : $r(z) = r_0 + H_w \sin(2\pi z/\Delta z)$, где r_0 – радиус цилиндрического плазменного канала. Угол γ_w наклона лучей к поверхности можно представить в виде

$$\gamma_w = \gamma + \frac{2\pi H_w}{\Delta z} \cos \frac{2\pi z}{\Delta z}. \quad (4)$$

Для участков поверхности, на которых $\cos(2\pi z/\Delta z) > 0$, угол скольжения греющего излучения оказывается больше γ , а для участков, на которых выполняется обратное неравенство, угол скольжения меньше γ . Полагая, что для возникновения неоднородности нагрева поверхности необходимо, чтобы на участках с большим углом скольжения через границу плазмы проходило не менее 90 % энергии греющего излучения ($\rho(\chi) \leq 0.1$), из рис.1 находим условия для параметра скользящего отражения и угла скольжения:

$$\chi \leq 0.7, \quad \Delta \gamma = \gamma_w - \gamma \geq 0.2\gamma.$$

Отсюда для амплитуды поверхностного возмущения получаем

$$H_w \geq 0.03\gamma \Delta z_{\text{long}}. \quad (5)$$

Для $\Delta z_{\text{long}} = L_1 \simeq 2\lambda/\gamma^2$ имеем $H_w \geq 0.06\lambda/\gamma \sim 4$ мкм. Оценка времени τ образования структуры для характерных скоростей границы 10^6 см/с дает $\tau \sim 0.4$ нс.

Рассмотренная модель позволяет объяснить возникновение продольной неоднородности плазменного канала при выполнении следующих условий:

- достижимая концентрация электронов превышает критическую для данного угла наклона греющего излучения: $n_e > N_{cr\gamma}^2$;
- за время длительности импульса греющего излучения амплитуда ряби на поверхности плазменного цилиндра успевает вырасти до значений, обеспечивающих неоднородность нагрева участков поверхности.

Уменьшение начального давления газа или укорочение лазерного импульса может привести к невыполнению перечисленных условий и улучшению продольной однородности канала. По-видимому, этими причинами можно объяснить отсутствие продольной структуры в экспериментах с короткими лазерными импульсами (0.1 нс) [6] и при низких давлениях (0.05 атм) [5].

2.2. Механизм формирования периодических возмущений

Возникновение периодических неоднородностей плазменного канала возможно из-за пространственной модуляции амплитуды греющего излучения при интерференции падающего и отраженного света. Известна реализация этого механизма и образование упорядоченных структур на поверхности облучаемых конденсированных сред (см., напр., [11], с.151). В случае плазмы ситуация становится близкой при заметном отражении грею-

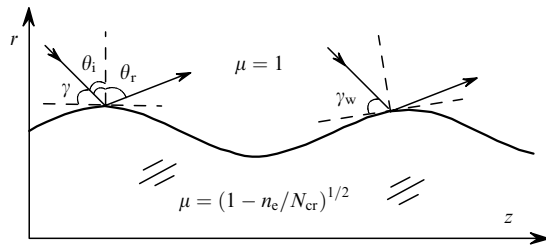


Рис.2. Схема отражения греющего излучения от гофрированной поверхности плазменного канала.

щего излучения ($\gamma > 0.9$). Аналогично [11] рассмотрим дифракцию падающего света на рельефе поверхности $r(z) \sim \sin(2\pi z/\Delta z_{\text{long}})$. Условие для угла θ_r , определяющего направление на дифракционный максимум (рис.2) имеет вид

$$\Delta z_{\text{long}}(\sin \theta_r - \sin \theta_i) = \lambda. \quad (6)$$

Для роста неоднородностей оптимальным является направление дифрагировавшего излучения вдоль оси, поскольку при $\theta_r = \pi/2$ в интерференции с падающим излучением участвует свет, дифрагирующий на всей длине плазменного канала. (Это обстоятельство находит подтверждение в существовании наблюдавшегося во всех экспериментах интенсивного рассеянного излучения, направленного вдоль оси.) В этом случае для периода структуры находим

$$\Delta z_{\text{long}} = \frac{\lambda}{1 - \cos \gamma} \simeq \frac{2\lambda}{\gamma^2} = L_1, \quad (7)$$

что согласуется с результатами экспериментов.

Возбуждение в плазменном канале объемных или поверхностных волн также может приводить к появлению продольных неоднородностей в распределениях параметров, например в распределении концентрации электронов. Такие волны могли бы инициировать наблюдаемые структуры с периодом L_2 .

Заключение

Таким образом, предложена модель генерации периодических структур в плазменном канале протяженной лазерной искры, основанная на неоднородной рефракции греющего излучения при превышении критической для

данного γ концентрации электронов. Модель позволяет объяснить наблюдавшуюся зависимость периода структуры от условий эксперимента и исчезновение структур при низких давлениях и коротких лазерных импульсах.

Автор признателен Л.Н.Пятницкому за поддержку и критические замечания, а также А.Д.Тальвирскому за полезные обсуждения. Работа выполнена при частичном финансировании Американского фонда независимых гражданских исследований (CRDF), проект RP2-130, и Международного научно-технологического центра (IFTC), проект 575.

1. Бункин Ф.В., Коробкин В.В., Куриный Ю.А., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н. *Квантовая электроника*, **10**, 443 (1983).
2. Марголин Л.Я., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н. *Письма в ЖТФ*, **13**, 218 (1987).
3. Коробкин В.В., Марголин Л.Я., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н. *Квантовая электроника*, **16**, 1885 (1989).
4. Бычков С.С., Котляр В.В., Марголин Л.Я., Пятницкий Л.Н., Тальвирский А.Д. *Материалы конф. по физике низкотемпературной плазмы* (Петрозаводск, 1995, т.2, с.71).
5. Кобылянский А.И., Марголин Л.Я., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н., Увалиев М.И. *Препринт ИВТАН № 5-264* (М., 1989).
6. Dufree C.G., Lynch J., Milchberg H.M. *Phys.Rev. E*, **51**, 2368 (1995).
7. Бычков С.С., Марин М.Ю., Пятницкий Л.Н. *Труды ИОФАН*, **50**, 166 (1995).
8. Андреев Н.Е., Батенин В.М., Марголин Л.Я., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н., Аристов Ю.А., Зыков А.И., Тертеров Н.М. *Письма в ЖТФ*, **15**, 83 (1989).
9. Горлов С.В., Бычков С.С., Марголин Л.Я., Пятницкий Л.Н., Тальвирский А.Д., Шпатаковская Г.В. *Тез. XIII Междун. конф. «Уравнения состояния вещества»* (Терскол, 1998, с.78).
10. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М., Наука 1970).
11. Коротеев Н.И., Шумай И.Л. *Физика мощного лазерного излучения* (М., Наука, 1991).

L.Ya.Margolin. Formation of periodic inhomogeneities in the optical breakdown induced by a Bessel laser beam.

A model describing the formation of periodic structures in the plasma channel of an extended laser spark is considered. It is shown that the side input of the heating radiation of a Bessel beam to the breakdown region and the heated plasma expansion result in an inhomogeneous refraction and eventually in the appearance of structures with longitudinal period $\sim \lambda/\gamma^2$ (λ is the radiation wavelength and γ is the angle between the rays and the axis). In the context of the model, an explanation is provided for experimental results according to which the structures are not observed in the case of a tenuous gas (for a pressure of 0.05 atm and below) and a short heating pulse (~ 0.1 ns).

В статье допущена опечатка:

на с.246 в левой колонке в 5-й строке сверху вместо «...Бесселя $J_m(2\pi r/\sin \gamma)/\lambda$...» следует читать «...Бесселя $J_m((2\pi r/\lambda)\sin \gamma)$...».