

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. В. Боровский, В. В. Коробкин, Л. Я. Полонский,  
Л. Н. Пятницкий, М. И. Увалиев, Условия усиления света  
плазменной нитью, формируемой в каустике аксикона при  
оптическом пробое газа, *Квантовая электроника*, 1988,  
том 15, номер 4, 746–749

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением  
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.172

25 января 2025 г., 23:13:00



4. Т. У. Арифов, Г. А. Аскаръян, Н. М. Тарасова. *ЖЭТФ*, **56**, 516 (1969).
5. Г. А. Аскаръян, И. М. Раевский. *Письма в ЖЭТФ*, **32**, 115 (1980).
6. Г. А. Аскаръян, И. М. Раевский. *Письма в ЖЭТФ*, **8**, 472 (1982).
7. Ю. В. Афанасьев, А. П. Канавин. *Квантовая электроника*, **10**, 2267 (1983).
8. Ю. В. Афанасьев, А. П. Канавин. *Квантовая электроника*, **11**, 423 (1984).
9. Ю. В. Афанасьев, Р. А. Ибраев, А. П. Канавин, Б. Н. Четверушкин. *Квантовая электроника*, **12**, 392 (1985).
10. В. В. Пустовалов, А. А. Черников. Препринт ФИАН. М., 1980, № 171.
11. В. И. Бергельсон, И. В. Немчинов. *Квантовая электроника*, **5**, 2123 (1978).

Физический институт  
им. П. Н. Лебедева  
АН СССР, Москва

Поступило в редакцию  
27 июля 1987 г.

Yu. V. Afanas'ev, S. M. But, A. P. Kanavin. **Electromagnetic Field Generation Under Photoemission of Electrons From the Surface of Conducting Targets into Plasma**

A problem was solved of finding stationary fields generated under the steady-state emission from a flat target surface into plasma with prescribed (unperturbed) parameters. Analytical expressions are derived for the stationary field and the dipole moment of the unit surface of the double layer in the case of the Maxwell velocity distribution of emitted electrons with the emission temperature equal to that of the unperturbed plasma. A comparison is made with the solution under the emission into vacuum.

«Квантовая электроника», **15**, № 4 (1988)

УДК 621.373.826:533.9

А. В. Боровский, В. В. Коробкин, Л. Я. Полонский, Л. Н. Пятницкий,  
М. И. Увалиев

**УСЛОВИЯ УСИЛЕНИЯ СВЕТА ПЛАЗМЕННОЙ НИТЬЮ, ФОРМИРУЕМОЙ  
В КАУСТИКЕ АКSIKОНА ПРИ ОПТИЧЕСКОМ ПРОБОЕ ГАЗА**

*Рассмотрены условия формирования длинной тонкой нити многозарядной плазмы в каустике аксикона при оптическом пробое газа, а также условия получения усиления света в такой нити. Проведены оценки энергии и длительности импульса греющего лазера, необходимого для ионизации и нагрева плазмы. Для ионов CVI и HeII очерчена область электронных концентраций и температур, в которой коэффициент усиления может превышать  $1\text{ см}^{-1}$ .*

Длинная тонкая нить неравновесной плазмы, содержащей многозарядные ионы, является оптимальной формой активной среды для усиления (или генерации при наличии зеркал) УФ ( $\lambda < 200\text{ нм}$ ) и, возможно, мягкого рентгеновского излучения. Распространенным методом получения такой нити является фокусировка мощного лазерного излучения на поверхность твердотельной мишени. Для образования многократно ионизованной плазмы с плотностью, близкой к твердотельной, требуются большая энергия и малая длительность лазерного импульса. Например, для полной ионизации и нагрева до температуры  $T_0 = 100\text{ эВ}$  проволочки из углерода ( $Z=6$ ) начальным радиусом  $R_0 = 2 \cdot 10^{-3}\text{ см}$  и длиной  $L = 10\text{ см}$  с концентрацией атомов  $N_0 = 10^{23}\text{ см}^{-3}$  требуется минимальная энергия

$$E = \pi R_0^2 L \{ N_0 [ J_C + \frac{3}{2} T_0 (1 + Z) ] \} \approx 4\text{ кДж}$$

( $J_C = 1030\text{ эВ}$  — энергия, которая расходуется на отрыв шести электронов от атома углерода.) При этом время энерго-вклада должно быть менее  $1\text{ нс}$ , чтобы плазма успела нагреться ранее заметного

снижения плотности из-за разлета. Как видим, энергия лазерного импульса должна быть довольно велика, поэтому представляет интерес уменьшение начальной плотности вещества  $N_0$  (при фиксированном радиусе нити  $R_0$ ). Такое уменьшение не только приведет к снижению необходимого энерго-вклада, но и сократит время от начала процесса до возникновения инверсии в активной среде. Тем самым уменьшится вероятность преждевременной релаксации плазмы (исчезновения рабочих ионов).

Варьирование начальной электронной плотности легко осуществить в плазме оптического пробоя подбором давления рабочего газа. С учетом вышеизложенного сплошная протяженная лазерная искра [1, 2] представляется перспективным объектом для получения усиления излучения в области коротких длин волн. Для создания усиливающей плазменной нити при оптическом пробое нужно: 1) ориентируясь на конкретную схему накачки, выбрать газ и правильно подобрать его давление; 2) сформировать в газе плазменную нить необходимой длины; 3) нагреть плазму и обеспечить требуемую кратность иониза-

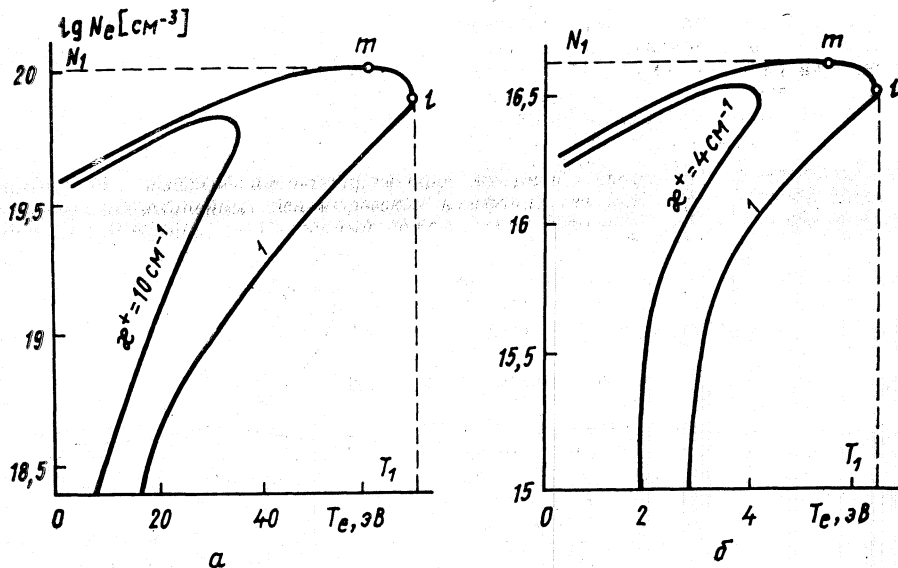


Рис. 1. Области усиления при рекомбинационной накачке перехода 3—2 ионов CVI (а) и HeII (б)

ции; 4) в процессе разлета и охлаждения плазмы реализовать концентрацию  $N_e^*$  и температуру  $T_e^*$  электронов, при которых возможно усиление.

Схемы накачки и выбор рабочих ионов. Экспериментально наблюдалось усиление на переходе 3—2 иона CVI ( $\lambda=18,2$  нм) при рекомбинационной накачке [3] и на переходе 3p—3s неонородобного иона селена ( $Z=34$ ,  $\lambda=20,6$  и 20,9 нм) [4]. Механизм накачки ионов селена до конца неясен, так как выводы теории не согласуются с экспериментом для компонент линий усиления. В связи с этим при проведении оценок в дальнейшем ограничимся случаем рекомбинационной накачки водородоподобных ионов CVI и HeII.

Для определения области параметров плазмы, в которой могут быть значительны коэффициенты усиления ( $\kappa_{ba}^+ > 1$  см<sup>-1</sup>) на переходе  $b \rightarrow a$  водородоподобного иона, воспользуемся оценочной формулой, полученной в [5] без учета реабсорбции резонансных линий в предположении полной ионизации плазмы:

$$\kappa_{32}^+ = 9,8 \cdot 10^{-6} z^6 x^{7/3} (1 - 0,27x) / \theta^{10/3} \times (1 + 0,44x), \quad (1)$$

где  $\eta = N_e / 10^{12} z^7$ ,  $\theta = T_e / z^2$ ,  $x = 1,1 \cdot 10^{-2} \times \eta / V \bar{\theta}$ . На рис. 1 показаны линии постоянного усиления  $\kappa_{32}^+ = \text{const}$  на плоскости параметров  $N_e$  и  $T_e$  для переходов 3—2 ионов CVI и HeII ( $\lambda=164$  нм). При  $T_e > T_1$  или  $N_e > N_1$  (точки  $l$  и  $m$  на рис. 1) усиление мало ( $\kappa_{32}^+ < 1$  см<sup>-1</sup>). Значения  $T_1$  и  $N_1$  для иона CVI составляют 70 эВ и  $10^{20}$  см<sup>-3</sup>, а для иона HeII — 6,5 эВ и  $4,3 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup> соответственно. В экспериментальных условиях попадание параметров плазмы в

установленную область является необходимым условием реализации усиления. Вследствие значительной реабсорбции резонансных линий в центральных областях плазменной нити, приводящей к снижению эффективности радиационной очистки, пространственная зона усиления должна иметь форму полой трубки [6]. Представляет интерес поиск альтернативных механизмов очистки, которые позволили бы беспрепятственно прокачивать значительные объемы плазмы. Из числа возможных кандидатов можно назвать пеннинговскую очистку [7].

Формирование длинной плазменной нити можно осуществить при оптическом пробое газа в каустике аксикона. Радиус каустики при этом составляет  $\sim 10$ — $20$  мкм, а длина — десятки сантиметров. Обе величины определяются преломляющим углом аксикона, качеством изготовления его поверхностей и расходимостью исходного лазерного излучения [2]. Согласование формы преломляющей поверхности аксикона с распределением интенсивности в поперечном сечении лазерного пучка позволяет получить постоянную интенсивность на оси фокусировки. Если ввести в пучок переменную по радиусу задержку, то можно осуществить пробой по всей длине фокального отрезка аксикона одновременно. Возможен также режим бегущего фокуса, распространяющегося со скоростью света в плазме [8, 9], что делает технически легко достижимым весьма перспективный режим усиления типа бегущей накачки. Такой режим позволяет снять принципиальное ограничение на длину усиливающей нити, обусловленное нестационарностью коэффициента усиления [10].

Нагрев и ионизация плазменной нити рассматривались теоретически в [11] (решена задача для нити из углерода с на-

чальными параметрами  $N_0=10^{20}$  см $^{-3}$ ,  $R_0=20$  мкм). Была показана возможность нагрева плазмы минимум до 100 эВ и ее полной ионизации лазерным импульсом с энергией порядка 10 Дж/см. Интервал времени, в котором поддерживается плотность плазмы, достаточная для поглощения греющего излучения при разлете плазмы в вакуум, менее 1 нс. Разлет в газ отличается от разлета в вакуум. Однако есть основания полагать, что временные характеристики процесса изменятся не очень сильно. Поэтому для грубой оценки примем длительность греющего лазерного импульса  $\tau_{\text{л}} \sim 1$  нс.

Оценим энергию, требуемую для образования плазменной нити длиной  $L=10$  см в углекислом газе атмосферного давления при фокусировке излучения неодимового лазера аксиконом с радиусом каустики  $R_0=2 \cdot 10^{-3}$  см. Концентрация молекул газа  $N=3 \cdot 10^{19}$  см $^{-3}$ . Потенциалы ионизации водородоподобных ионов углерода и кислорода  $J'_C=490$  эВ и  $J'_O=870$  эВ. Температуру электронов примем равной  $T_0=100$  эВ. При такой температуре кислород не будет полностью ионизован, поэтому для простоты оценки заменим атомы кислорода на атомы углерода и подсчитаем энергию, необходимую для образования, нагрева и полной ионизации плазменной нити из углерода с начальной концентрацией атомов  $N_0=10^{20}$  см $^{-3}$ . При оптическом пробое газа радиус образовавшегося сгустка плазмы будет превышать радиус каустики аксикона вследствие оттока энергии из фокальной области в окружающий газ. Для переноса энергии в результате электронной теплопроводности справедлива следующая оценка длины прогрева за время  $\tau_{\text{л}}$ :  $l_{\text{T}} \sim \sqrt{\chi \tau_{\text{л}}}$ , где  $\chi = \kappa_0 T_0^{3/2} / 3N_e$  — электронная температуропроводность среды,  $\kappa_0 = 3 \cdot 10^{27} / z$ , [T $_0$ ], кэВ. Получаем  $l_{\text{T}} \sim 10$  мкм. Длина газодинамического переноса энергии может составлять  $l_{\text{T}} \sim 1/2 v \tau_{\text{л}} \sim 20$  мкм, где  $v$  — скорость звука в плазме. Выбрав максимальную из длин, оценим радиус сгустка:  $R' = R_0 + l_{\text{T}} \leq 50$  мкм.

Энергия лазерного излучения затрачивается на пробой газа ( $E_{\text{пр}}$ ), ионизацию атомов ( $E_{\text{ион}}$ ), тепловой нагрев среды ( $E_{\text{теп}}$ ) и потери энергии на излучение ( $E_{\text{пот}}$ ). Часть энергии отражается, рассеивается и проходит сквозь плазму. В соответствии с экспериментальными измерениями [1] доля этой энергии может достигать  $\sim 0,5$ . Порог пробоа углекислого газа  $\sim 10^{11}$  Вт/см $^2$  [12]. Отношение интенсивности излучения на оси фокусировки к средней интенсивности лазерного пучка, падающего на аксикон с преломляющим углом 20°, с учетом расходимости лазерного пучка и качества поверхности аксикона составляет  $\sim 2 \cdot 10^3$  [2]. При длительности лазерного импульса  $\sim 1$  нс и диаметре пучка 4,5 см для возникновения пробоа достаточна энергия  $\sim 1$  Дж. На полную ионизацию атомов расходуется энергия  $E_{\text{ион}} = \pi R'^2 L J C N_0 \sim 13$  Дж, на тепловой нагрев плазмы  $E_{\text{теп}} =$

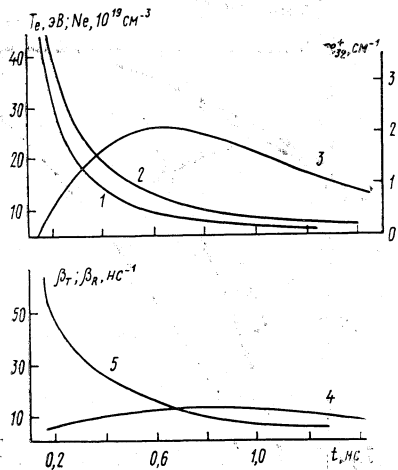


Рис. 2. Зависимости от времени  $N_e$  (1),  $T_e$  (2),  $\kappa^+$  (3),  $\beta_R$  (4),  $\beta_T$  (5) для начальных условий  $Z=6$ ,  $T_e=200$  эВ,  $R_0=2 \cdot 10^{-3}$  см и  $N_0=10^{20}$  см $^{-3}$

$= \pi R'^2 L^{3/2} N_0 T_0 (1+z) \sim 15$  Дж. Полагая потери на излучение равными  $E_{\text{ион}} \sim 13$  Дж, для энергии греющего лазера получаем оценку  $E_{\text{л}} = (E_{\text{ион}} + E_{\text{теп}} + E_{\text{пот}}) / 0,5 \approx 80$  Дж. Энергией, расходуемой на пробой газа, как видим, можно пренебречь.

**Охлаждение плазмы.** Необходимым условием для реализации усиления является быстрое охлаждение плазмы от температуры  $T_0$  до  $T_e^* \sim 0,3z^2$  эВ. Скорость изменения температуры можно охарактеризовать коэффициентом охлаждения  $\beta_{\text{T}} = \left| \frac{1}{T} \frac{dT}{dt} \right|$ . На рис. 2 приведены временные зависимости коэффициентов рекомбинации  $\beta_R$ , охлаждения  $\beta_{\text{T}}$  и усиления  $\kappa_{32}^+$ , полученные на основе аналитической теории автомодельного разлета плазменной нити в вакуум [10]. Коэффициент ионизации при разлете экспоненциально стремится к нулю и поэтому на графике не показан. Коэффициент охлаждения падает монотонно. Коэффициент рекомбинации сначала растет, а затем падает из-за рекомбинационного нагрева электронов. Для того чтобы плазма не успевала преждевременно рекомбинировать, охлаждение должно быть достаточно быстрым:  $\beta_{\text{T}} \geq \beta_R$ . Из графиков видно, что это условие выполняется для времен  $\sim 1$  нс после начала разлета. По-видимому, увеличить скорость охлаждения при разлете в газ могут примеси более тяжелых элементов, а также различные механизмы оттока энергии из горячей области в более холодную окружающую среду.

Таким образом, проведенные оценки показывают, что для создания многозарядной усиливающей плазменной нити длиной  $\sim 10$  см при оптическом пробое газа целесообразно использовать неодимовый лазер с длительностью импульса  $\tau_{\text{л}} \leq 1$  нс и энергией  $\sim 80$  Дж. Перспектив-

ной является аксионная фокусировка лазерного излучения. Рабочими газами могут быть He, N<sub>2</sub>, газобразные соединения углерода и бора.

1. Ф. В. Бункин, В. В. Коробкин, Ю. А. Куриный, Л. Я. Полонский, Л. Н. Пятницкий. *Квантовая электроника*, 10, 443 (1983).
2. В. В. Коробкин, Л. Я. Полонский, В. П. Попонин, Л. Н. Пятницкий. *Квантовая электроника*, 13, 265 (1986).
3. С. А. Рамсен. I Советско-Британский симп. по спектроскопии многозарядных ионов. — Троицк, Моск. обл., 1986, с. 14.
4. D. L. Matthews, P. L. Hagelstain, M. D. Rosen et al. *Phys. Rev. Letts*, 54, 110 (1985).
5. А. В. Боровский, В. В. Коробкин, Ч. К. Мухтаров. *Квантовая электроника*, 12, 289 (1985).
6. А. В. Боровский, Ф. В. Бункин, В. И. Держиев, А. Г. Жидков, С. И. Яковленко. Препринт ФИАН, М., 1983, № 189.
7. В. И. Держиев, Г. Ю. Петрущенко, С. И. Яковленко. Препринт ФИАН, М., 1983, № 43.
8. В. В. Коробкин, Л. Я. Полонский, Л. Н. Пятницкий. А. с. № 1082292. Б. И. № 39, 198 (1984).
9. R. Mavaddat. *Optics Comms*, 25, 215 (1978).
10. А. В. Боровский, В. В. Коробкин, Ч. К. Мухтаров. *Изв. АН СССР, Сер. физ.*, 50, 1158 (1986).
11. А. С. Бахвалов, А. В. Боровский, В. В. Коробкин, Е. В. Чижонков, М. Э. Эглит. Препринт ИОФАН, М., 1987, № 166.
12. R. G. Tomlinson, E. K. Damon, H. F. Busher. *Physics of Quantum Electronics*. — N. Y., 1966.

Институт высоких температур  
АН СССР, Москва  
Институт общей физики АН СССР, Москва

Поступило в редакцию  
28 июля 1987 г.

A. V. Borovskii, V. V. Korobkin, L. Ya. Polonskii, L. N. Pyatnitskii, M. I. Uvaliev. **Conditions for Light Amplification by a Plasma Filament Formed in the Axicon Caustic Under Optical Gas Breakdown.**

Consideration is given to conditions for formation of a long thin filament of multi-charged plasma in the axicon caustics under optical gas breakdown as well as to conditions for obtaining light amplification in this filament. The energy and duration of a heating laser pulse are estimated, the pulse being needed for plasma ionization and heating. For C VI and He II ions a region of electron concentrations and temperatures is outlined in which the gain can exceed 1 cm<sup>-1</sup>.

«Квантовая электроника», 15, № 4 (1988)

УДК 621.379.826

А. А. Бендицкий, В. М. Ключников, А. Л. Кудрявицкий, В. А. Яковлев

## ВЛИЯНИЕ ПАРОВ ОРГАНИЧЕСКИХ ВЕЩЕСТВ И УФ ИЗЛУЧЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ НА ПОРОГ ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ

*Изложены экспериментальные результаты исследования снижения порога оптического пробоя в воздухе под действием паров этанола и УФ излучения микроразрядов на поверхности мишеней. Использовалось излучение импульсного CO<sub>2</sub>-лазера с длительностью импульса 3 мкс.*

В настоящее время большое распространение получила испарительная теория низкогопорогового оптического пробоя [1]. Однако в ряде работ высказывалось предположение, что за пробой ответственно УФ излучение, которое появляется либо в результате нагрева поверхности [2], либо вследствие микроразрядов на ней [3]. Нами предпринята попытка смоделировать условия, возникающие у поверхности лазерной мишени, так, чтобы разделить влияние паров и УФ излучения на порог пробоя.

Схема экспериментов приведена на

рис. 1. Излучение импульсного CO<sub>2</sub>-лазера (модель 143) фокусировалось в воздухе германиевой просветленной линзой с  $f=5$  см. Энергия в импульсе  $\sim 0,2$  Дж, длительность импульса 3 мкс.

Ниже области фокусировки, на расстоянии 1–2 см от нее располагался алундовый тигель с жидкостью, температуру которого можно было повышать до 400 К. Температура мишеней в условиях, типичных для оптического пробоя, составляет сотни градусов, что вполне достаточно для испарения большинства органических веществ, которые могут на-