

**В.В. Осипов, В.В. Лисенков**

## **ФОРМИРОВАНИЕ ОБЪЕМНОГО ГАЗОВОГО РАЗРЯДА В ЛАЗЕРНЫХ СРЕДАХ**

Предложена новая модель формирования объемного разряда с предварительной ионизацией среды. Модель позволяет объяснить ряд экспериментальных фактов, неподдающихся трактовке в рамках других моделей, в частности наличие неоднородностей в виде микронитей, улучшение однородности разряда (и как следствие увеличение энергии лазерного излучения), рост удельного энерговыделения в среду с увеличением начальной концентрации электронов, а также улучшение устойчивости разряда с увеличением межэлектродного объема.

Создание импульсных газовых лазеров с высоким давлением активной среды значительно повысило интерес к изучению объемного разряда. Несмотря на многочисленные исследования, выполненные в этом направлении и систематизированные в ряде монографий [1, 2], по-прежнему остается неясной физическая картина формирования объемного разряда, т.е. стадии развития разряда от момента приложения напряжения к электродам до образования катодного падения потенциала и плазменного столба.

Известно, что обязательным условием зажигания разряда высокого давления в объемной форме является предварительная ионизация среды. Для объяснения влияния предварительной ионизации на развитие разряда на ранней стадии была предложена модель формирования однородного плазменного столба, основанная на перекрытии головок электронных лавин, достигших критического размера [3]. Согласно этой модели зажигание однородного объемного разряда возможно только при наличии в нем электронов с концентрацией  $> 10^4 \text{ см}^{-3}$ , что, как правило, не согласуется с экспериментом [4]. Лучше соответствуют экспериментальным данным критерии зажигания объемного разряда, предложенные в [5]. Однако следует заметить, что они получены в формальном предположении о необходимости перекрытия лавин за время удвоения в них числа электронов, т.е. физическая картина развития разряда фактически осталась за рамками работы. Кроме того, с помощью моделей [3, 5] невозможно объяснить зависимость предельных энерговыделений в среду [4, 7] и энергии лазерного излучения [6, 8] от концентрации начальных электронов.

В настоящей статье предлагается новая физическая модель формирования объемного разряда, обеспечивающего создание активной среды лазеров.

### **1. Формирование плазменного столба разряда**

Пусть в межэлектродном промежутке под действием внешнего источника произведена однородная предварительная ионизация газовой среды, и в результате в ней создана концентрация электронов и ионов  $n_0$ . Далее к этому промежутку прикладывается импульс напряжения амплитудой  $U_0$ . Поскольку дрейфовая скорость электронов существенно выше скорости их диффузии поперек поля, то электроны, двигаясь под действием электрического поля и ионизируя газ, образуют цуги лавин, идущих по следу друг друга. В результате формируются тонкие проводящие нити (рис. 1). При этом радиус каждой из нитей  $R_n$  будет увеличиваться со скоростью диффузии электронов, т.е.

$$R_n = \sqrt{4Dt}, \quad (1)$$

где  $D$  – коэффициент диффузии;  $t$  – время. Одновременно с расширением будет нарастать число электронов в нити  $N_n$ :

$$N_n = N_n^0 \exp(v_i t), \quad (2)$$

где  $N_n^0 = d/r$  – начальное число электронов в нити;  $d$  – межэлектродное расстояние;  $r = n_0^{-1/3}$  – среднее расстояние между электронами, созданными на стадии предварительной ионизации;  $v_i$  – частота ионизации. Концентрацию электронов в нити можно определить следующим образом:

$$n_e = \frac{N_n}{\pi R_n^2 d} = \frac{n_0^{1/3} \exp(v_i t)}{\pi R_n^2}. \quad (3)$$

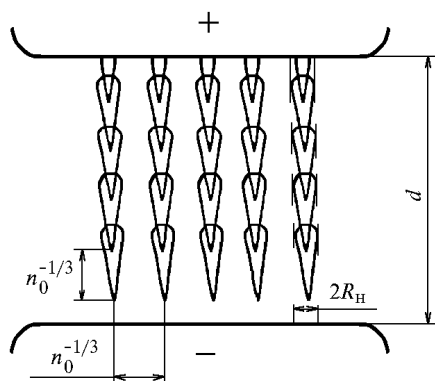


Рис. 1. Иллюстрация модели

После того как радиус нити станет равным радиусу Дебая

$$R_D = \sqrt{kT_e / (4\pi e^2 n_e)}, \quad (4)$$

ее расширение резко замедлится вследствие перехода от электронной диффузии к амбиполярной, т.е. в рассматриваемом интервале времени ( $< 10^{-7}$  с) она фактически прекратит расширение. Приравняв  $R_D = R_n = R$ , находим радиус нити в этот момент времени:

$$R = \sqrt{\frac{4D}{v_i} \ln \left( \frac{kT_e}{4 e^2 \sqrt[3]{n_0}} \right)}. \quad (5)$$

Введя величину  $n_0^{cr} = R^{-3}$  (назовем ее критической концентрацией), можно записать критерий однородности плазменного столба разряда следующим образом:

$$n_0 \geq n_0^{cr} = \left[ \frac{4D}{v_i} \ln \left( \frac{kT_e}{4 e^2 \sqrt[3]{n_0^{cr}}} \right) \right]^{-3/2}. \quad (6)$$

Таким образом, если  $n_0 < n_0^{cr}$ , то плазма разряда будет состоять из множества диффузных нитей, что было замечено в [6] при вырезании оптическим способом тонкой полоски объемного разряда. Следует заметить, что совокупное свечение нитей может создать впечатление однородности разряда.

Более того, при  $n_0 < n_0^{cr}$  процесс неоднородного возбуждения может быть в значительной степени усилен в средах, где велика роль ступенчатой ионизации, квадратично зависящий от концентрации электронов.

При возрастании  $n_0$  до  $n_0^{cr}$  будет увеличиваться плотность нитей, а следовательно, улучшаться однородность разряда, а также увеличиваться занимаемая разрядом площадь (суммарная площадь микронитей,  $S_n$ ) и ее отношение к активной площади электродов ( $S$ ). В результате удельная энергия, вводимая в газовый объем, занятый плазмой разряда (микронитями), будет снижаться. Это должно положительным образом сказаться на устойчивости разряда и повысить предельную энергию, вводимую в газ.

Авторами была предпринята попытка объяснить с помощью предлагаемой модели ряд экспериментов в лазерных средах, в которых наблюдались зависимости либо предельной энергии, вводимой в газ [4, 7], либо энергии лазерного излучения, а следовательно, однород-

ности разряда [6, 8] от  $n_0$ . Для этого были рассчитаны зависимости  $S_n/S$  от начальной концентрации электронов ( $n_0$ ) применительно к условиям вышеупомянутых работ. Необходимые кинетические коэффициенты ( $D$ ,  $v_i$ ,  $T_e$ ) были получены с помощью уравнения Больцмана [9], которое решалось численно. Результаты расчетов показаны на рис. 2. Видно, что во всех экспериментальных случаях  $S_n < S$ . Это явилось следствием того, что реализованная начальная концентрация электронов была меньше критической.

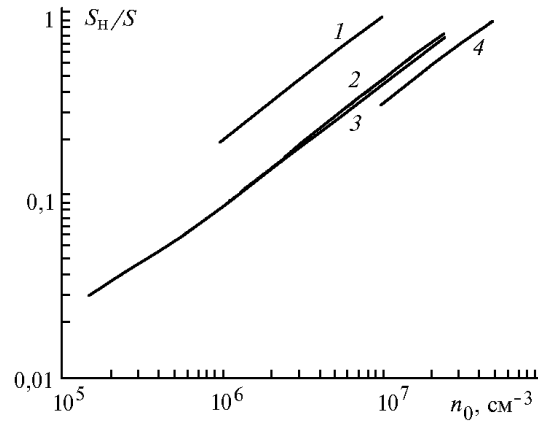


Рис. 2. Зависимости отношения суммарной площади микронитей ( $S_n$ ) к активной площади электродов ( $S$ ) для различных экспериментальных условий: 1 – условия эксперимента [7]; 2 – [8]; 3 – [6]; 4 – [4]

По этой причине, согласно вышеизложенной модели, плазменный столб разряда в данных экспериментах скорее всего состоял из множества микронитей. Следовательно, увеличение  $n_0$  повышало однородность разряда за счет увеличения объема, занятого микронитами, что приводило к росту энергии лазерного излучения [6, 8]. Следует отметить, что здесь не рассматриваются причины образования канала в отдельной микроните. Однако очевидно, что при прочих равных условиях чем меньше сформируется в промежутке микронитей, тем больше плотность протекаемого в них тока и тем быстрее формируется канал. Тогда увеличение числа микронитей при той же плотности тока в них ведет к увеличению полной предельной энергии, введенной в газ, что и наблюдалось экспериментально [4, 7].

Кроме того, анализируя формулу (6), можно сделать вывод о росте  $n_0^{cr}$  с увеличением  $E/N$  ( $E$  – напряженность электрического поля;  $N$  – числовая плотность молекул газовой среды), что не противоречит экспериментальным данным и выводам [5].

## 2. Влияние прикатодных процессов на формирование разряда

Значительное влияние на однородное формирование разряда оказывают процессы в прикатодной области, т.е. процессы, связанные с образованием катодного слоя.

Для выяснения роли вышеуказанных процессов была построена одномерная модель формирования разряда, дающая самосогласованное описание процессов как в прикатодной области, так и основном объеме. Модель включала в себя систему уравнений для концентраций электронов ( $n_e$ ), ионов ( $n_i$ ), возбужденных молекул ( $n_*$ ) и уравнение Пуассона:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \mu_e E \frac{\partial n_e}{\partial x} = v_i(E) n_e,$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} - \mu_i E \frac{\partial n_i}{\partial x} = v_i(E) n_i,$$

$$\frac{\partial n_*}{\partial t} = v_e(E) n_e - \frac{\partial n_*}{t_p},$$

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_e - n_i)$$

с граничными условиями на катоде:

$$\varphi = 0, \quad j_e = \gamma_i \mu_i E n_i + \gamma_{ph} \int_0^d \frac{\partial n_*}{\tau_p} dx,$$

на аноде:

$$\varphi = U(t),$$

где  $\varphi$  – потенциал;  $E$  – напряженность поля;  $\mu_e$  и  $\mu_i$  – подвижности соответственно электронов и ионов;  $\nu_i$  и  $\nu_e$  – частоты соответственно ионизации и возбуждения;  $\gamma_i$  – коэффициент вторичной ион-электронной эмиссии;  $\gamma_{ph}$  – коэффициент фотоэмиссии, равный числу электронов, эмитированных с катода на 1 фотон, испущенный возбужденной молекулой. Напряжение на промежутке предполагалось нарастающим с фронтом длительностью  $\tau_f$  и аппроксимировалось функцией

$$U(t) = \begin{cases} (U_0/\tau_f) t, & t < \tau_f, \\ U_0, & t \geq \tau_f. \end{cases}$$

Результаты расчетов показывают, что из-за дрейфа электронов у катода создается область нескомпенсированного положительного заряда (ионный слой) величиной  $\sim \mu_e U_0 / (2d\tau_f)$ . Ионы частично экранируют внешнее поле, ослабляя его в основном объеме и усиливая в прикатодной области, где начинается более интенсивная ионизация. В результате этого плазменный столб сдвигается к катоду и формируется катодный слой.

Очевидно, что для формирования однородного разряда еще до образования катодного слоя необходимо обеспечить однородную эмиссию электронов с катода. В противном случае электроны неравномерно скомпенсируют положительный заряд ионов, что приведет к искажению электрического поля и контракции разряда.

Вторичная ион-электронная эмиссия, традиционно рассматриваемая как основной механизм эмиссии электронов, не в состоянии обеспечить однородность их потока, так как в местах локального усиления электрического поля на катоде (например, в районе микроострий) происходит локальное увеличение тока ионов и вторичных электронов. В результате в этой области увеличивается скорость ионизации, что способно привести к образованию токовой нити.

Однородную эмиссию электронов может обеспечить излучение из плазменного столба, даже если он имеет нитевидную структуру, описанную в предыдущем разделе, поскольку интенсивность излучения усредняется по всему объему столба.

Следовательно, для однородного формирования разряда ток фотоэлектронов должен превышать ток вторичных электронов, чтобы скомпенсировать неоднородности ион-электронной эмиссии. При наличии микроострий, по нашим оценкам, соотношение плотности фототока  $j_{ph}$  и тока ион-электронной эмиссии  $j_{ie}$  должно составлять приблизительно два порядка.

Для проверки данного положения были проведены расчеты процесса формирования разряда в условиях эксперимента [4], где, в частности, определялась нижняя граница существования объемного разряда в лазерной смеси  $\text{CO}_2\text{:N}_2\text{:He} = 1:1:3$  при различных давлениях.

Поскольку необходимая для формирования разряда величина  $(j_{ph}/j_{ie})$  зависит от состояния поверхности электродов, то определить ее теоретически достаточно сложно. Поэтому авторы вынуждены были подобрать  $(j_{ph}/j_{ie})$  применительно к эксперименту с давлением 1 атм. Далее была рассчитана нижняя граница существования объемного разряда для других давлений, исходя из условий:  $(j_{ph}/j_{ie}) \geq (j_{ph}/j_{ie})_1$ , где  $(j_{ph}/j_{ie})_1$  – соотношение, полученное для 1 атм.

Результаты расчетов показаны на рис. 3, кривая 1. Видно, что полученная кривая неплохо описывает экспериментальные данные (кривая 2).

Кроме того, величина ионного слоя во всех случаях оказалась примерно одинаковой.

Следует заметить, что при прочих равных условиях фототок пропорционален объему плазменного столба, т.е. разности между межэлектродным объемом и объемом ионного слоя. Уменьшение фототока, по мнению авторов, может объяснить наличие трудностей при возбуждении разряда в малых межэлектродных объемах [4]. Отсутствием неустойчивостей, связанных с эмиссией электронов с катода и формированием катодного слоя, можно объяснить также результаты работы [10], где благодаря заполнению промежутка электронами получены большая длительность существования объемного разряда, его высокая однородность и устойчивость.

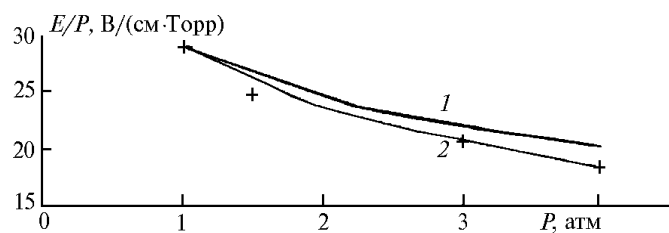


Рис. 3. Зависимость предельных  $E/P$  (нижняя граница существования объемного разряда) от давления. 1 – расчет; 2 – эксперимент [4]

В заключение отметим, что предложенная модель дает ясную физическую картину формирования плазменного столба объемного разряда с предварительной ионизацией среды и позволяет непротиворечиво объяснять следующие экспериментальные факты:

- необходимость увеличения  $n_0$  с увеличением подаваемого напряжения;
- рост предельного энерговклада в среду с увеличением  $n_0$ ;
- улучшение однородности разряда с увеличением  $n_0$ , что ведет к росту энергии излучения лазера;
- влияние межэлектродного объема и условий эмиссии с катода на формирование однородного разряда, что, в частности, выражается в сложности получения разряда в малых объемах и существенном улучшении устойчивости разряда с применением плазменного катода или при заполнении промежутка электронами.

1. Mesyats G. A., Osipov V. V., Tarasenko V. F. Pulsed Gas Lasers. Washington, 1995. 272 p.
2. Королев Ю. Д., Месяц Г. С. Физика импульсного пробоя газов. М.: Наука, 1991. 223 с.
3. Palmer A. J. // Appl. Phys. Letts. 1974. V. 25. P. 138–140.
4. Бычков Ю. И., Осипов В. В. и др. // Изв. вузов. Сер. Физика. 1986. N 4. С. 89–94.
5. Карнюшин В. Н., Солоухин Р. И. // ДАН. 1978. Т. 236. С. 347–350.
6. Shields H., Alcock A. J., Taylor R. S. // Appl. Phys. 1983. B 31. P. 27–35.
7. Рубинов Ю. А., Мазуренко Ю. Т. // ЖТФ. 1979. Т. 49. С. 389–394.
8. Sumida et al. // J. Appl. Phys. 1981. V. 52. P. 2682–2690.
9. Lowke J. J., Phelps A. V., Irwin B. W. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. P. 4664–4671.
10. Ковальчук О. Б., Шубин Б. Г. и др. // VII конференция по физике газового разряда: Тезисы докл. Самара, 1994. С. 86–87.

Институт электрофизики УрО РАН,  
г. Екатеринбург

Поступила в редакцию  
2 июня 1997 г.

V. V. Osipov, V. V. Lisenkov. **Space Discharge Formation in Laser Media.**

The paper introduces new model of space discharge formation. Model can explain a number of experimental facts failed to be explained by other models.