

ФОРМИРОВАНИЕ ПЛАЗМЕННОГО СТОЛБА ОБЪЕМНОГО ГАЗОВОГО РАЗРЯДА С ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ИОНИЗАЦИЕЙ

© В.В.Осипов, В.В.Лисенков

Предложена новая модель формирования плазменного столба объемного разряда с предварительной ионизацией среды. Модель позволяет объяснить ряд экспериментальных фактов, не поддающихся трактовке в рамках других моделей, в частности наличие неоднородностей в виде микронитей, а также улучшение однородности плазмы разряда и рост удельного энерговыклада в среду с увеличением начальной концентрации электронов.

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 зависимостей предельных энерговыкладов в среду [4,7] и энергии лазерного излучения [6,8] от концентрации начальных электронов.

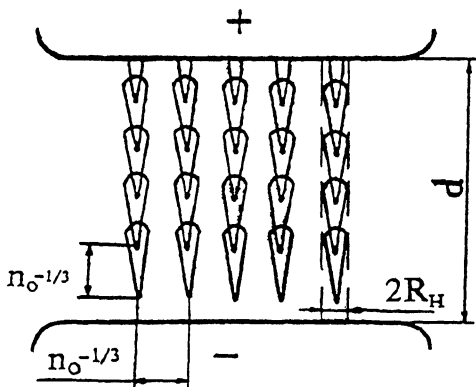


Рис. 1. Иллюстрация модели.

В настоящей работе предлагается новая физическая модель формирования плазменного столба объемного 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 с амплитудой U_0 . Поскольку дрейфовая скорость электронов существенно выше скорости их диффузии поперек поля, электроны, двигаясь под действием электрического поля и ионизуя газ, образуют цепи лавин, идущих по следу друг друга. В результате формируются тонкие проводящие нити (рис. 1). При этом радиус каждой из нитей R_H будет увеличиваться со скоростью диффузии электронов, т.е.

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

где D — коэффициент диффузии, t — время. Одновременно с расширением будет нарастать число электронов в нити N_H

$$N_H = N_H^0 \exp(\nu t), \quad (2)$$

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

$$n_e = \frac{N_H}{\pi R_H^2 d} = \frac{n_0^{1/3} \exp(\nu t)}{\pi R_H^2}. \quad (3)$$

После того как радиус нити станет равным радиусу Дебая

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

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

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

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

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

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 зависящей 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 которых наблюдались зависимости либо предельной энергии, вводимой в газ [4,7], либо энергии лазерного излучения, а следовательно однородности 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

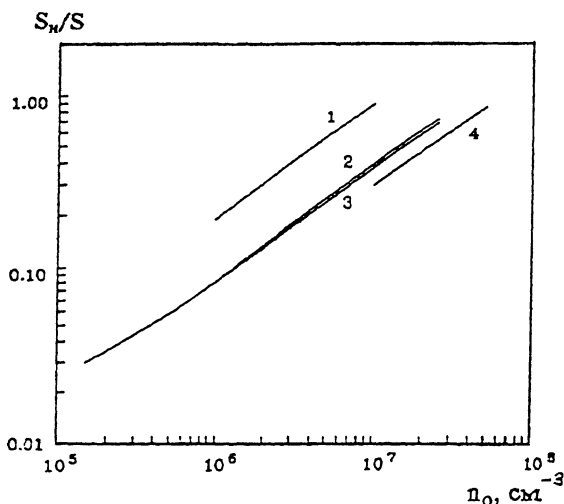


Рис. 2. Зависимости отношения суммарной площади микронитей (S_n) к активной площади электродов (S) для различных экспериментальных условий:

1 — условия эксперимента [7], 2 — эксперимента [8], 3 — эксперимента [6], 4 — эксперимента [4].

(D, ν, 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. 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 микронитями, что приводило к росту энергии лазерного излучения [6,8]. Следует отметить, что здесь не рассматриваются причины образования канала в отдельной микронити. Однако очевидно, что при прочих равных условиях чем меньше сформируется в промежутке микронитей, тем больше плотность протекаемого в них тока и 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 га-

зовой среды), что не противоречит экспериментальным данным и выводам работы [5].

Заметим, что одновременно с вышерассмотренными процессами в слое, обедненном электронами вблизи катода, происходит формирование катодного падения потенциала. Корректный анализ процессов в катодном падении и их влияния на устойчивость и другие характеристики разряда требует применения в общем случае трехмерной численной модели, создание которой планируется в дальнейшем.

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.

Список литературы

- [1] *Mesyats G.A., Osipov V.V., Tarasenko V.F.* Pulsed Gas Lasers. Washington, 1995. 272 p.
- [2] *Королев Ю.Д., Месяц Г.А.* 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. № 4. С. 89-94.
- [5] *Карньюшин В.Н., Солоухин Р.И.* // ДАН. 1978. Т. 236. С. 347-350.
- [6] *Shields H., Alcock A.J., Taylor R.S.* // Appl. Phys. 1983. B31. 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.

Институт электрофизики УрО РАН
Екатеринбург

Поступило в Редакцию
21 июня 1996 г.