

УДК 662. 315.

ДЕИОНИЗАЦИЯ РАЗРЯДНОГО ПРОМЕЖУТКА ПРИ ПЕРИОДИЧЕСКИ ПОВТОРЯЮЩИМСЯ ПРОЦЕССЕ ВОЛНОВОГО ПРОБОЯ

Г.М.САДЫХ-ЗАДЕ, Г.И.ГАРИБОВ, Н.А.МАМЕДОВ
Бакинский Государственный Университет
garibovgio @ yahoo. com

В работе приводится анализ процесса деионизации плазмы в длинной трубке с волновым механизмом пробоя разрядного промежутка. Для условий конкретного эксперимента в аргоне и гелии проведены расчеты времени жизни заряженных частиц. Показано, что даже при небольшой частоте ($f \leq 1000$ Гц) периодичности процесса пробоя, плазма полностью деионизоваться не успевает и волна распространяется по предварительно ионизованному после предыдущего пробоя разрядному промежутку. Это может быть использовано в технологиях энергосберегающих газоразрядных источников света для уменьшения их мерцаний.

Ключевые слова: длинная трубка, волна ионизации, время деионизации, разрядный промежуток

Процесс пробоя длинных разрядных промежутков, основные свойства которого не укладываются в рамки довольно хорошо изученных таунсендовского и стримерного механизмов, относится к классу физических явлений, широко распространенных как в природе, так и в технике. При таком пробое происходит движение фронтов ионизации в газе, сопровождаемое зарядкой распределенной емкости (окружающего пространства в лидере молнии или стенок при электрическом пробое газоразрядных трубок). Этот класс явлений изучается уже десятки лет и о нем накоплен довольно обширный экспериментальный материал.

Особую актуальность исследования волнового пробоя приобрели в последнее время, так как, кроме чисто научного интереса, изучение этого явления получило и новое прикладное значение, вызванное расширением области его применений [1]. Это связано с развитием техники газовых

лазеров, в частности, с решением вопросов формирования разряда в них. С помощью волны ионизации, движущейся с большой скоростью ($\sim 10^9$ см/с) по слабоионизованной плазме, удалось получить генерацию в импульсном лазере на молекулярном азоте. Такую волну используют для исследования элементарных процессов – в частности, кинетики заселенности возбужденных уровней, коэффициента диффузии атомарного водорода и т. д., причем этот метод имеет ряд преимуществ по сравнению с традиционными. Электрические свойства «быстрой» волны позволяют применять ее при создании генераторов субнаносекундных высоковольтных импульсов. Кроме того, разряд, остающийся однородным после прохождения фронта волны, может быть использован как импульсный протяженный однородный источник света с малым временем нарастания.

В работе [2] приводятся результаты исследования процесса формирования гелиевого и аргонового разрядов в периодическом режиме пробоя. Общую картину наблюдаемых явлений можно описать следующим образом.

Когда подаваемое на поджигающий электрод (ПЭ) напряжение достигает определенной величины, возле него первоначально возникает слабое свечение. При этом на экране осциллографа появляется импульс тока в цепи ближайшей к ПЭ алюминиевой обкладки, надетой на разрядную трубку. В дальнейшем, с ростом величины подаваемого напряжения, свечение распространяется все дальше по трубке, и импульсы тока появляются на все более далеких обкладках. Исследуемый в [2] процесс происходит в установившемся, «квазистационарном», режиме, где процесс пробоя повторяется с удвоенной частотой питающего напряжения.

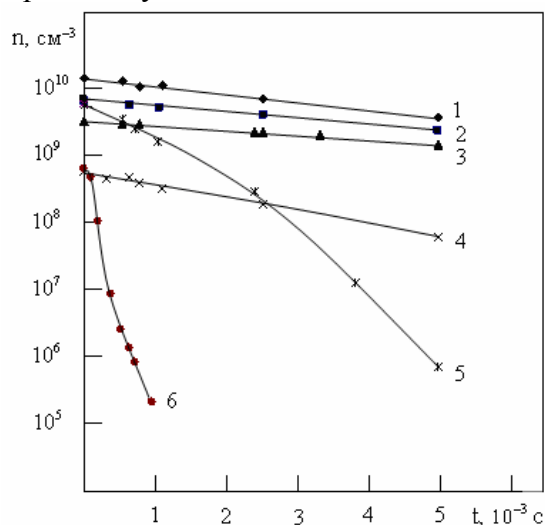


Рис. Расчетный спад концентрации электронов со временем:
 1, 5, 6 — гелий 1 – $p = 6,3$ Тор; 5 – $p = 1,2$ Тор; 6 – $p = 0,25$ Тор;
 2, 3, 4 — аргон 2 – $p = 3$ Тор; 3 – $p = 1,6$ Тор; 4 – $p = 0,61$ Тор;

Остановимся на основной особенности периодического процесса пробоя, которая заключается в том, что в большинстве случаев, плазма за промежутки времени между двумя пробоями не успевает деионизоваться, и в каждый следующий полупериод пробойная волна проходит по остаточной от предыдущего пробоя плазме. В диффузионном режиме, соответствующем разрядным условиям [2], когда объемная рекомбинация не играет заметной роли, деионизация после прекращения процесса объемной ионизации в промежутке определяется движением носителей зарядов к стенкам вследствие амбиполярной диффузии и последующей поверхностной рекомбинацией. В этом случае закон изменения концентрации электронов во времени, с учетом того, что коэффициент амбиполярной диффузии непостоянен в процессе деионизации, можно описать следующей зависимостью [3]:

$$n_e(t) = n_e(0) \exp \left\{ -\frac{\theta_e}{\tau_0} (1 - e^{-t/\theta_e}) - \frac{t}{\tau_\infty} \right\} \quad (1)$$

Здесь θ_e – постоянная времени спада электронной температуры, $\tau_0 = \frac{a^2}{(2,4)^2 D_a(0)}$; $\tau_\infty = \frac{a^2}{(2,4)^2 D_a(\infty)}$ – начальная и конечная постоянные времени деионизации, $D_a(0) \approx b_i T_e(0)$ (при $t = 0$); $D_a(\infty) \approx 2b_i T_g$ (при $t \gg \theta_e$); $D_a(0)$ – коэффициент амбиполярной диффузии, T_g – температура газа, b_i – подвижность ионов, $n_e(0)$ – начальное значение концентрации электронов, которое грубо, по порядку величины, можно определить из соотношения [4]:

$$n_e(0) = \frac{q_0 v^2}{e b_e \dot{\phi} \pi a^2}$$

Здесь q_0 – заряд, приходящий на единицу длины стенки разрядной трубки, v – скорость распространения волны, b_e – подвижность электронов, $\dot{\phi}$ – скорость нарастания напряжения на ПЭ, a – радиус разрядной трубки.

Постоянная времени спада электронной температуры до температуры газа θ_e определяется соотношением $\theta_e \approx \frac{1}{\chi \nu_{cm}}$, где $\chi = \frac{2m_e}{M_g}$ – средняя доля кинетической энергии электрона, теряемой им при одном упругом соударении, ν_{cm} – эффективная частота соударений электронов с нейтральными атомами. Для гелия при температурах, соответствующих разрядным условиям эксперимента [2], ν_{cm} является приблизительно постоянной, равной $2,3 \cdot 10^9 \cdot p$. Величины ν_{cm} для аргона, вычисленные с учетом эффекта Рамзауэра и распределения электронов по энергиям, взяты

из [3]. Расчеты дали для θ_e в гелии значения от $6,3 \cdot 10^{-6}$ с при $p=0,25$ Тор до $2,5 \cdot 10^{-7}$ с для $p = 6,3$ Тор, а в аргоне $\theta_e \sim (2 \div 4) \cdot 10^{-5}$ с, т.е. во всех случаях $\theta_e \ll t$, которое меняется в эксперименте [2] от 10^{-2} с при $f = 50$ Гц до $5 \cdot 10^{-4}$ с при $f = 1000$ Гц. Следовательно, за время между двумя пробоями температура электронов охлаждается до температуры газа. Тогда вместо (1) можно написать с учетом того, что $e^{-\theta/\tau_0} \sim 1$:

$$n_e(t) = n_e(0) \cdot e^{-t/\tau_{\infty}} \quad (2)$$

Здесь следует отметить, что расчеты дают несколько заниженные значения постоянных времени деионизации (времени жизни), т. к. не учитывают наличие метастабильных атомов – электроны, получая энергию за счет неупругих соударений второго рода с этими атомами, будут возбуждать дополнительное число нейтральных атомов. В результате деионизация происходит медленнее, чем это следует из закона диффузии.

Результаты расчетов спада концентрации электронов со временем по формуле (2) представлены на рисунке для гелия ($p = 6,3; 1,3$ и $0,25$ Тор) и аргона ($p = 3; 1,6$ и $0,61$ Тор). Значения T_e , b_e , b_i взяты из [5]. С учетом минимальной для существования плазмы концентрации электронов

$$n_{e\min} \approx \frac{kT_e}{\delta \pi e^2 a^2}$$

в условиях, соответствующих данным рисунка, имеющих значения $(2 \div 7) \cdot 10^5$ см⁻³ для He и $(9,5 \div 14) \cdot 10^4$ см⁻³ для Ar, видно, что в большинстве случаев деионизация за время t произойти не успевают.

Следовательно, в общем случае, при изучении периодически, с определенной частотой повторяющегося процесса пробоя, мы имеем дело с ионизирующей волной, которая каждый раз распространяется по предварительно ионизованному после предыдущего пробоя разрядному промежутку, причем концентрация остаточной плазмы растет с увеличением частоты следования пробоев, определяемой заданной частотой питающего генератора. Наличие остаточной плазмы существенно для процесса пробоя, явление перемещения волны ионизации вдоль длинного столба слабоионизованной плазмы часто встречается как в природе (обратный удар и стреловидный лидер молнии), так и в некоторых видах лабораторных разрядов. С этим связан интерес к изучению пробоя в условиях наличия начальной концентрации заряженных частиц. Увеличение времени деионизации может привести к увеличению инерции световой отдачи разряда. В частности, это явление может быть использовано в технологиях энергосберегающих газоразрядных источников света для уменьшения их мерцаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Васильяк Л.М., Костюченко С.В., Кудрявцев Н.Н., Филюгин И.В. Высокоскоростные волны ионизации при электрическом пробое. УФН, 1994, т. 164, №3, с. 263.
2. Садых-заде Г.М. Волны ионизации при пробое длинной трубке в аргоне. Fizikanın müasir problemləri. III Respublika konfransının materialları. Bakı, 2009, s. 144.
3. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Гостехиздат, М.-Л., 1952, 450 с. Электрический ток в газе. Установившийся ток. ГИФМЛ, М., 1971, 543 с.
4. Недоспасов А.В., Новик А.Е. Скорость распространения фронта ионизации при пробое длинных разрядных трубках. ЖТФ, 1960, т. 30, №11, с. 1329.
5. Энгель А. Ионизованные газы. М.: ГИФМЛ, 1959, 332 с.

PERİODİK TƏKRARLANAN DALĞA DEŞİLMƏSİNDƏ BOŞALMA ARALIĞININ DEİONİZASİYASI

G.M.SADIX-ZADƏ, Q.İ.QƏRİBOV, N.Ə.MƏMMƏDOV

XÜLASƏ

İşdə boşalma aralığının deşilməsi dalğa mexanizmi ilə izah olunan uzun boşalma borusunda plazmanın deionizasiyası prosesinin təhlili verilib. Arqon və helium boşalmalarında aparılmış təcrübələr üçün yüklü zərrəciklərin yaşama müddəti hesablanıb. Göstərilib ki, hətta boşalma aralığının deşilməsi periodikliyinə ən kiçik qiymətlərində ($f \leq 1000$ Hz) belə plazma tam deionizasiya olmağa macal tapmır və növbəti ionlaşma dalğası əvvəlki deşilmədən qalmış ionlaşmış sütunda yayılır. Bu hadisədən qənaətli qaz boşalması lampaları texnologiyalarında işıqlanma parlaqlığı rəqslərinin azaldılması üçün istifadə oluna bilər.

Açar sözlər: uzun boru, ionlaşma dalğası, deionizasiya müddəti, boşalma aralığı.

DEIONIZATION OF DISCHARGE GAP AT PERIODICALLY REPEATING PROCESS OF WAVE BREAKDOWN

G.M.SADIKZADEH, G.I.GARIBOV, N.A.MAMMADOV

SUMMARY

In this work the plasma deionization process in long tube with the wave mechanism of breakdown of discharge gap is analyzed. Calculations of the lifetime of charged particles for concrete experimental conditions in argon and helium are carried out. It is shown that even at small frequency ($f \leq 1000$ Hz) of periodicity of breakdown process, plasma is not deionised completely and the next ionization wave propagates in preliminary ionized after the previous breakdown of discharge gap. It can be used in technologies of energy-saving gas-discharge light sources for reduction of their scintillation.

Key words: long tube, ionization wave, deionization time, discharge gap.

Поступила в редакцию: 30.09.2011 г.

Подписано к печати: 03.10.2011 г.