вытекающей из (2). В этой формуле величина a_3 определялась по (3), (4). Полученное значение B_r использовалось для расчета концентрации n аэрозольных частиц, которая обеспечивает 50-процентную вероятность возникновения оптического пробоя в аэрозольной камере при заданной энергии лазерного пучка.

Расчеты показали, что решение (1)—(4) весьма чувствительно к значениям границ a_1, a_2 диапазона радиусов. На рисунке приведены результаты расчетов зависимости E (n) для диапазона радиусов частиц: *1* — 0.04, 5; *2* — 0.04, 100; *3* — 0.06, 5; *4* — 0.06, 10; *6* — 0.08, 5 мкм.

Из рисунка видно, что незначительное изменение верхней границы диапазона юнговского распределения частиц оказывает на характер зависимости влияние большее, чем изменение радиуса a_2 на порядок величины.

Рисунок показывает, что метод расчета зависимости по формулам (1)—(4) дает результаты, удовлетворительно согласующиеся с экспериментом. Построенная в этой работе теория вероятности возникновения сгустков плазмы ОР в аэрозоле может быть использована для уточнения зависимости порога пробоя от радиуса частиц при использовании лазерных пучков с гауссовым распределением. Полученные соотношения дополняют теорию вероятности возникновения сгустков плазмы ОР, развитую в [2, 3] и будут полезны для решения широкого круга актуальных задач оптического разряда в аэрозоле.

Список литературы

[1] *Захарченко С. В., Синтюрин Г. А., Скрипкин А. М.* // Тр. ИЭМ. 1983. № 31 (105). С. 11—25.
[2] *Белов Н. Н.* // ДАН СССР. 1986. Т. 289. № 6. С. 1370—1372.
[3] *Белов Н. Н.* // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 4. С. 45—52.

Научно-исследовательский физико-химический институт им. Л. Я. Карпова
Москва

Поступило в Редакцию
14 июня 1988 г.
В окончательной редакции
4 января 1989 г.

01; 04; 09

Журнал технической физики, т. 59, в. 9, 1989

УСТАНОВИВШАЯСЯ ВОЛНА ДИССОЦИАЦИИ—ИОНИЗАЦИИ В СВЧ ПОЛЕ

Б. Ю. Кузин, Е. Е. Чемерисова

Основным механизмом, приводящим к контрагированию СВЧ разрядов в газе высокого давления ($\nu > \omega$, ν — частота столкновений электронов с тяжелыми частицами, ω — циклическая частота электромагнитной волны) является ионизационно-перегревная неустойчивость (ИПН), нелинейная стадия которой исследовалась в [1, 2]. Наряду с данной неустойчивостью в молекулярных газах существенную роль в динамике разряда может играть диссоциативная, причем для ее развития не требуется выполнения условия $\nu > \omega$. Она связана с перегревом электронной компоненты плазмы в процессе диссоциации вследствие уменьшения коэффициента передачи энергии δ от нее в газ с ростом доли электрон-атомных столкновений. Увеличение температуры электронов $T_e \sim 1/\delta$ при этом приводит к возрастанию частоты диссоциации, дальнейшему падению δ и, следовательно, росту T_e.

Поскольку при $\nu > \omega$ диссоциативная неустойчивость конкурирует с ИПН, то эффективное протекание первой возможно, когда ее характерное время $\tau_d < \tau_{ip}$ меньше характерного времени ИПН, которое определяется нагревом и вытеснением газа и из области разряда. В плазме молекулярного газа основные потери энергии электронов при $|E|/N \leqslant 10^{-15}$ В·см^2 связаны с возбуждением колебательных уровней ($|E|$ — напряженность поля, N — концентрация молекул). Поэтому основной канал нагрева газа — процесс VT-релаксации. При низких температурах газа (например, для O_2, N_2, $CO < 10^3$ К) время VT-релаксации довольно велико ($\sim 10^{-1}$—10^{-3} с) и на временах $\tau < \tau_{VT}$ нагрев газа определяется упругим рассеянием электронов на молекулах. Характерное время упругого нагрева $\tau_{\text{ну}} \sim 1/2\ (M/m)$ $T/T_e\ (\nu^{\text{у}}_{em}\eta_i)^{-1}$, $\nu^{\text{у}}_{em}$ — частота упругих электрон-молекулярных столкновений, η_i — степень ионизации. Таким образом, диссоциативная неустойчивость будет управлять развитием разряда при условии $\tau_d \sim N\mathscr{E}_{dis}/\sigma\,|\,E\,|^2 < \tau_{VT},\ \tau_{\text{ну}}$, которое справедливо, если $(\hbar\omega/T_e)\nu^{\text{ну}}_{em} > (m/M)(\mathscr{E}_{dis}/T)\nu^{\text{у}}_{em}$ (m, M — массы электрона и молекулы, E_{dis} — энергия диссоциации, $\nu^{\text{ну}}_{em}$ — частота неупругих электрон-молекулярных столкновений). При $T_e > \hbar\omega$ (энергии колебательного кванта) оно выполняется в области эффективного колебательного возбуждения молекул, когда $\sigma_{eV}/\sigma^{\text{у}}_{em} > 10^{-2}$ (σ_{eV}, $\sigma^{\text{у}}_{em}$ — сечения колебательного и упругого электрон-молекулярного взаимодействия). Оценки показывают, что для давления $p \sim 1$ атм при $T \lesssim 5-10 \times 10^2$ К $\tau_d < \tau_{VT}$ при $\eta_i > 10^{-6}$. При $|E|/N < 10^{-15}$ В·см^2, когда основная доля энергии электронов идет на возбуждение электронных уровней молекул [3], ситуация для развития диссоциативной неустойчивости еще более благоприятна.

Отметим, что при $\tau < \tau_{VT}$ серьезную конкуренцию данной неустойчивости может оказать неустойчивость, связанная с обратным потоком энергии из колебательной компоненты в электронную в результате ударов второго рода [4], что также приводит к падению δ. Поскольку их инкременты $\gamma_d \sim \nu_{dis}\eta_i$ и $\gamma_{\text{п}} \sim \nu_T\eta_i$, то превалирование одной над другой определяется отношением констант диссоциации и тушения возбужденных состояний электронным ударом k_{dis}/k_T, которое является немонотонной функцией параметра $|E|/N$. Так, для кислорода при $|E|/N \sim 10^{-15}$ В·см^2 $k_{dis} = \sim 10^{-8}-10^{-9}$ см^3/с [5], достигая значений $\sim 5\cdot 10^{-7}$ см^3/с [6], в то время как оценка $k_{\text{т}}$ из принципа детального баланса дает $\sim 10^{-9}$ см^3/с.

Эффективное изменение δ в процессе диссоциации газа происходит, если $\delta_{em} \gg \delta_{ea}$ коэффициент аккомодации энергии электронов в молекулярную компоненту значительно превышает его значение для атомарной. Поскольку

$$\delta_{em;\,ea} \approx \frac{2\dfrac{m}{M_{m;\,a}}\nu^{\text{у}}_{em;\,ea} + N_{m;\,a}\sum\limits_j \int\limits_{\mathscr{E}_j}^{\infty} \mathscr{E}_j \sqrt{\dfrac{2}{m}}\,\sigma^{\text{н}}_j(\mathscr{E})\,f(\mathscr{E})\,d\mathscr{E}}{\nu^{\text{у}}_{em;\,ea} + \nu^{\text{ну}}_{em;\,ea}},$$

то данное условие легче удовлетворить, когда атомы диссоциировавшего молекулярного газа не имеют низколежащих электронных уровней, например H_2, F_2, HCl; при $T_e \ll \mathscr{E}_j$ $\delta_{ea} \sim 2m/M_a$ (ε_j, $\sigma^{\text{н}}_j$ — энергия и сечение неупругого возбуждения уровня; $f(\mathscr{E})$ — функция распределения электронов по энергии; индексы «em», «ea» относятся соответственно к молекулам и атомам). В противном случае существенное изменение δ возможно при $(\sigma^{\text{н}}_{em}/\sigma^{\text{у}}_{em}) \gg (\sigma^{\text{н}}_{ea}/\sigma^{\text{у}}_{ea})$. Как правило, это неравенство выполняется в газах с большим сечением колебательного возбуждения, например CO, N_2, O_2. Атомы этих газов обладают низколежащими метастабильными состояниями (по отношению к характерной температуре разряда $T_e \gtrsim 1$ эВ): C — $^1D_2$ (1.26 эВ), N — $2^3D_{5/2;\,3/2}$ (2.38 эВ), O — 2^1D_2 (1.96 эВ). Пользуясь для оценок данными [7] по возбуждению этих уровней, имеем для кислорода в интервале $T_e \sim 0.7-1.5$ эВ $\delta_{O_2} \sim 5\cdot 10^{-2}$, $\delta_O \sim 5\cdot 10^{-3}$, для CO при $T_e \sim 1.5-2.5$ эВ $\delta_{CO} \sim 10^{-1}$, $\delta_C \sim 10^{-2}$, для азота при $T_e \sim 2-3$ эВ $\delta_{N_2} \sim 10^{-1}$, $\delta_N \sim 10^{-2}$.

Механизм диссоциативной неустойчивости можно положить в основу формирования разряда в волновом поле. Анализ одномерной модели волны диссоциации и пробоя приведем в следующей системе уровней:

$$\frac{\partial N_d}{\partial t} = \nu_{dis} n_e, \tag{1}$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} - D_a\frac{\partial^2 n_e}{\partial x^2} = (\nu_i - \nu_s)\,n_e, \tag{2}$$

$$\frac{\partial\,|E|^2}{\partial x} = -\mu\,|E|^2, \tag{3}$$

$$T_e = \frac{e^2\,|E|^2}{3m\delta\,(\omega^2+\nu^2)}, \tag{4}$$

N_d — концентрация продиссоциировавших молекул, $\nu_{dis} = AN_m\exp[-(\mathscr{E}_{dis}/T_e)]$, $A = 2\sqrt{2/\pi m}\,(\mathscr{E}_{dis}/\sqrt{T_e})\,\sigma_{dis}$, σ_{dis} — сечение диссоциации, $\nu_i \sim T_e^{\beta}$ — частота ионизации, ν_s — частота прилипания, $\mu = 2\pi/c\,(e^2 n_e\nu/m\,(\omega^2+\nu^2))$ — коэффициент поглощения СВЧ мощности (при $n_e < n_{\text{кр}}$ — критической плотности электронов), δ представим в виде

$$\delta = \delta_{em}\frac{N_m}{N_a+N_m} + 2\frac{m}{M}\frac{N_a}{N_a+N_m} = \delta_{em}\frac{N_0-N_d}{N_0+N_d} + 2\frac{m}{M}\frac{N_{0a}+2N_d}{N_0+N_d},$$

$N_{0a} \ll N_0$, $N_m = N_0 - N_d$ — концентрация молекул, $N_a = 2N_d$ — концентрация атомов, $\delta_{em} = \mathrm{const}$.

Для описания установившейся волны ионизации, в которой все величины суть функции $y = y\,(x + ut)$, из (1—4), пренебрегая диффузионным слагаемым в (2), имеем

$$\frac{\partial F}{\partial \tilde{N}_d} - \Psi\,(\tilde{N}_d)\,F = \mathbf{G}\,(\tilde{N}_d). \tag{5}$$

Здесь введены обозначения $F = \partial \tilde{N}_d/\partial y$, $\tilde{N}_d = N_d/N_0$, $Z = |E|^2/|E_0|^2$,

$$\Psi\,(\tilde{N}_d) = \left[\frac{1}{(1-\tilde{N}_d)} + \frac{2c_1}{(1+\tilde{N}_d)^2\,(1-\tilde{N}_d)^{1/B}} - \frac{c_1}{B}\,\frac{(1-\tilde{N}_d)^{1/B-1}}{(1-\tilde{N}_d)^{2/B}}\left[\frac{1-\left(1-4\,\frac{m}{M}\Big|\delta_{em}\right)\tilde{N}_d}{(1+\tilde{N}_d)}\right]\right],$$

$$\mathbf{G}\,(\tilde{N}_d) = \frac{\nu_{s0}}{u}\left\{\frac{\nu_{i0}}{\nu_{s0}}\left[\frac{(1+\tilde{N}_d)}{\left(1-\left(1-4\,\frac{m}{M}\right)\Big|\delta_{em}\right)\tilde{N}_d}\right]^3 (1-\tilde{N}_d)^{3/B} - (1-\tilde{N}_d)\right\},$$

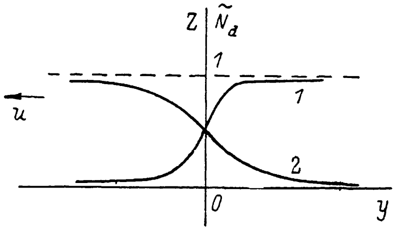

Рис. 1. Распределение концентрации атомов и энергии СВЧ поля в волне ионизации.
$1 - \tilde{N}_d$, $2 - Z$.

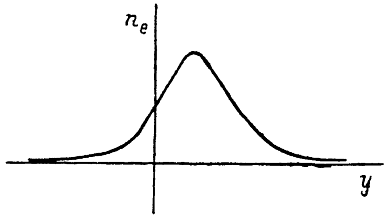

Рис. 2. Распределение плотности плазмы в волне ионизации.

$$B = \frac{A}{u}\,\frac{c}{2\pi}\,\frac{m\,(\nu^2 + \omega^2)}{e^2\nu}, \qquad c_1 = \frac{3m\,(\omega^2 + \nu^2)\,\delta_{em}\mathcal{E}_{dis}}{e^2\,|E_0|^2}.$$

Интегрируя (5), с учетом граничных условий $\tilde{N}_d|_{y=\infty} = 1$, $\tilde{N}_d|_{y=-\infty} = 0$ получаем распределение концентрации атомов, поля и плазмы в волне диссоциации—ионизации

$$\tilde{N}_d = \frac{1}{1+\exp(-Ly)}, \qquad L \approx \frac{\nu_{s0}}{\nu_{i0}}\,\frac{B}{c_1},$$

$$Z = \left[\frac{\exp(-Ly)}{1+\exp(-Ly)}\right]^{1/B},$$

$$n_e = \frac{u}{A}\,\frac{1}{(1-\tilde{N}_d)}\,\frac{1}{\exp\left[-\frac{c_1}{Z}\left(\frac{\delta_{em} - \left(\delta_{em} - 4\,\frac{m}{M}\right)\tilde{N}_d}{(1+\tilde{N}_d)}\right)\right]}\,\frac{\partial \tilde{N}_d}{\partial y},$$

движущееся навстречу СВЧ лучу со скоростью

$$u = \frac{c}{2\pi}\,\frac{A}{\beta}\,\frac{|E_0|^2}{\nu\delta_{em}\mathcal{E}_{dis}} \approx \frac{\nu_{dis}}{\mu}\,\frac{T_{e0}}{\mathcal{E}_{dis}}\,\eta_{i0}.$$

Качественный вид решения представлен на рис. 1, 2. Структура волны ионизации аналогична рассмотренной в [8], где ее формирование связывалось с ИПН. В данном случае диссоциативная неустойчивость не требует нагрева и вытеснения газа из области пробоя, а связана с диссоциацией и скачку плотности газа на фронте волны пробоя соответствует скачок степени диссоциации.

Авторы благодарят Е. Я. Когана за обсуждение результатов работы и ценные замечания и Л. Д. Цендина, обратившего внимание авторов на ряд принципиальных моментов.

Список литературы

[1] *Ким А. В., Фрайман Г. М.* // Физика плазмы. 1983. Т. 9. № 3. С. 613—617.
[2] *Коган Е. Я., Кузин Б. Ю.* // ПМТФ. 1988. № 3. С. 8—9.

[3] *Русанов В. Д., Фридман А. А.* Физика химически активной плазмы. М.: Наука, 1984. 416 с.
[4] *Баранов В. Ю., Борисов В. М., Веденов А. А.* и др. // ЖТФ. 1975. Т. 45. Вып. 11. С. 2343—2352.
[5] *Зарин А. С., Куликов В. Н., Мицук В. Е.* // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 19. С. 1186—1190.
[6] *Куликов В. Н., Мицук В. Е.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 3. С. 233—236.
[7] *Smith K., Henry R. J. W., Burke P. G.* // Phys. Rev. 1967. Vol. 157. N 1. P. 51—68.
[8] *Коган Е. Я., Кузин Б. Ю.* // Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 5. С. 610—617.

Куйбышевский государственный
педагогический институт
им. В. В. Куйбышева

Поступило в Редакцию
15 июля 1988 г.

01; 10

Журнал технической физики, т. 59, в. 9, 1989

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ В КАНАЛЕ СО ЗНАКОПЕРЕМЕННЫМ УСКОРЯЮЩИМ ПОЛЕМ

О. В. Плинк

Использование ускоряющего канала со знакопеременным ускоряющим полем позволяет повысить предельный ток пучка и темп ускорения в линейных ускорителях ионов [1]. В настоящее время для расчета полей в подобных системах применяют исключительно численные методы [2, 3]. Ниже получены аналитические выражения, позволяющие определить как распределение, так и интегральные характеристики электрического поля в ускоряющем канале со знакопеременным полем.

Наиболее адекватным приближением к реальному ускоряющему каналу в большинстве случаев может служить канал с трубками дрейфа в виде торов кругового поперечного сечения. Электрическое поле в ускоряющем канале ВЧ нерелятивистского ускорителя заряженных частиц можно считать квазистатическим.

Рассмотрим ускоряющий канал, в котором трубки дрейфа выполнены в виде идентичных равноудаленных торов кругового поперечного сечения (рис. 1). Для канала со знакопеременным полем суммарный заряд на торе Q неизменен по абсолютной величине, знак заряда чередуется.

Представим осевое распределение потенциала рядом Фурье

$$\varphi(0,\ z)=\sum_{m=0}^{\infty} A_{2m+1}\cos\left((2m+1)\pi z/h\right),$$

где h — длина периода канала.

Внеосевое распределение потенциала осесимметричного электрического поля может быть найдено по осевому распределению потенциала [4]

$$\varphi(r,\ z)=\frac{1}{2\pi}\int_{0}^{2\pi}\varphi(0,\ z+jr\sin\xi)\,d\xi,$$

где $j^2=-1$.

Тогда

$$\varphi(r,\ z)=\sum_{m=0}^{\infty} A_{2m+1}I_0\left((2m+1)\pi r/h\right)\cos\left((2m+1)\pi z/h\right),$$

где I_0 — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка.

Будем рассматривать случай тонких торов, когда радиус поперечного сечения тора $d/2$ существенно меньше как радиуса осевой окружности тора R, так и периода канала h. В нулевом приближении

$$A_{2m+1}^{(0)}=\frac{Q}{\pi\varepsilon_0 h}\int_{0}^{\infty}\frac{\cos\left((2m+1)\pi z/h\right)}{\sqrt{R^2+z^2}}\,dz=\frac{QK_0\left((2m+1)\pi R/h\right)}{\pi\varepsilon_0 h},$$

где ε_0 — электрическая постоянная, K_0 — функция Макдональда нулевого порядка.