

04

## Об эффекте деградации ударной волны в сильноточных излучающих разрядах в газах атмосферного давления

© Ю.М. Гришин, Н.П. Козлов, В.В. Кузенов

НИИ энергетического машиностроения Государственного технического университета им. Н.Э. Баумана, Москва

Поступило в Редакцию 12 ноября 1997 г.

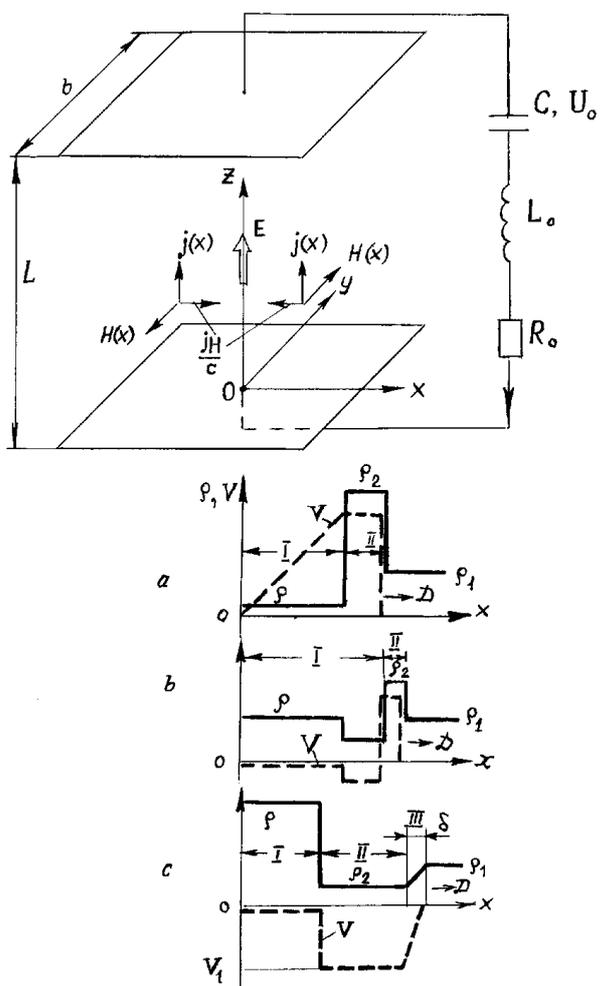
Теоретически исследуются особенности радиационно-плазмодинамических процессов в импульсных сильноточных излучающих разрядах (СИР) [1,2] в газовой среде атмосферного давления, осуществляемых при импульсном разряде емкостного накопителя на протяженный межэлектродный промежуток  $L = 10 \div 100$  см. Такие разряды эффективно используются как источники излучения и генераторы сильных ударных волн (УВ — Sh. W.) при решении различных научных и практических задач [1,2].

Для исследования физических процессов СИР выбрана простейшая геометрия разряда: плоский разряд с конфигурацией простого Z-пинча, схематично представленный на рис. 1. Анализ проведен на основе численного решения одномерной ( $\partial/\partial y = \partial/\partial z = 0$ ) системы нестационарных уравнений радиационной магнитной газовой динамики (РМГД — RMHD) [1] и уравнений эквивалентной электрической цепи разряда. Термодинамические и оптические свойства плазмы рассчитаны по [3]. Газодинамическая часть системы уравнений РМГД решена с помощью гибридного метода типа Годунова–Колгана, изменяющего порядок точности по пространственной координате от 1-го на УВ до 4-го в гладкой области течения плазмы. Уравнение переноса излучения решено в многогрупповом приближении ”вперед–назад”. Расчеты выполнены для СИР в среде аргона и воздуха при нормальных условиях при вариации емкости конденсаторной батареи  $C = 1\text{--}6 \mu\text{F}$ , начального напряжения зарядки  $U_0 = 25\text{--}200$  кВ и длины разряда  $L = 10\text{--}100$  см. СИР характеризуются сильным затуханием разрядного тока с максимальным джоулевым энерговыделением в плазме

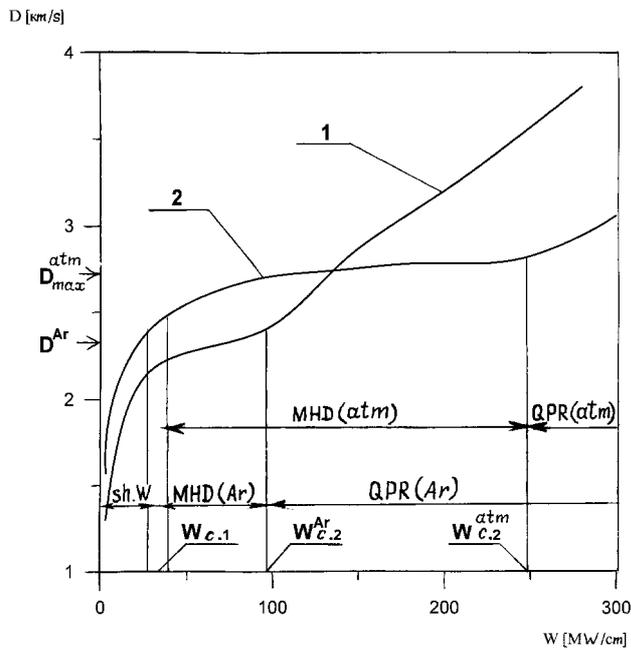
$E_1 = \int_0^{t_1} R_p J^2 dt \approx (0.6 \div 0.9) CU_0^2/2$  (где  $R_p$  — активное сопротивление разрядной плазмы) в первом полупериоде  $t_1 \leq 10 \mu s$  разрядного тока  $J$ . Основным физическим параметром, определяющим его излучательные и плазодинамические характеристики, является средняя (за первый полупериод) удельная (на единицу длины  $L$ ) скорость ввода энергии в плазму разряда  $W = E_1/Lt_1$ , величина которой в данных расчетах изменялась в диапазоне  $1 \div 300 \text{ MW/cm}$ .

Было установлено, что в зависимости от величины  $W$  возможно осуществление СИР в трех различных режимах. При  $W \leq W_{c1} = 30 \div 40 \text{ MW/cm}$  реализуется режим "взрывного" разлета (ВР) (рис. 1, *a*): внешней границей разряда является сильная ( $\rho_2/\rho_1 = (\gamma + 1)/(\gamma - 1)$ ) газодинамическая УВ (зона II), распространяющаяся в невозмущенную газовую среду со скоростью  $D \sim W^{1/3}$  (как в плоском взрыве [4]) приблизительно постоянной в течение времени первого полупериода. Ток сосредоточен в зоне I разреженной ( $\rho/\rho_1 \ll 1$ ) плазмы. Статическое давление  $P_g$  в этой зоне распределено приблизительно равномерно и совпадает с давлением на фронте УВ  $P_{Sh.W.}$  в отличие от случая мгновенного сильного взрыва [4], для которого  $P_g \approx 0.4P_{Sh.W.}$ . Характерной чертой "взрывного" режима является то, что магнитное давление  $P_H = H_0^2/8\pi = \pi J^2/2c^2b^2$  существенно меньше  $P_g \approx \rho_1(W/b\rho_1)^{2/3}$ . Излучение, генерируемое высокотемпературной плазменной зоной I, практически свободно выходит в невозмущенную газовую среду.

При  $W \in (W_{c1}, W_{c2})$  имеет место так называемый магнитно-газодинамический (МГД) режим. В этом случае с увеличением  $W$  растет температура плазмы в токовой зоне I, соответственно возрастает уровень потока излучения в сторону УВ и происходит смещение максимума спектра в ультрафиолетовую область за пределы "окна" прозрачности окружающей газовой среды. Поглощение излучения в зоне УВ приводит к нагреву заднего фронта УВ до температур, достаточных для протекания в нем тока. Действие электромагнитных сил, направленных к оси разряда, обеспечивает торможение плазмы не только в токовой зоне разряда, но и в УВ зоне, с возникновением характерной для МГД режима квазистационарной структуры разряда (рис. 1, *b*). Внешней границей разряда является газодинамический (ГД) разрыв (зона II) с параметрами, отличными от параметров сильной УВ, — наблюдается радиационно-магнитногазодинамическая деградация УВ. В частности, это



**Рис. 1.** Модельная конфигурация СИР и схематичные картины распределений плотности  $\rho$  (сплошная линия) и скорости  $V$  (штриховая линия) в различных режимах: *a* — режим "взрывного" разлета (Sh. W.), *b* — магнитогазодинамический (MHD) режим, *c* — квазииничевой режим (QPR).



**Рис. 2.** Зависимости скорости движения внешней границы  $D$  от  $W$  для САР в аргоне (1) и воздухе (2).

проявляется в том, что с ростом  $W$  отношение плотностей на фронте ГД  $\rho_2/\rho_1$  уменьшается от  $(\gamma + 1)/(\gamma - 1)$  до 1 (при  $W \approx W_{c2}$ ). Существенны эффекты электромагнитного сжатия: статическое давление на оси разряда  $P_g \sim P_H$ , скорость плазмы в зоне I близка к нулю, а плотность  $\rho \approx \rho_1$ . Характерной особенностью МГД режима является то, что скорость распространения ГД-разрыва приблизительно постоянна во времени и не может превышать некоторого максимального значения  $D_{\max}$ , не зависящего от  $W$ . Рассчитанные значения  $D(W)$  для ВР и МГД режимов с указанием величин  $W_{c2}$  и  $D_{\max}$  для разрядов в аргоне и воздухе приведены на рис. 2.

При  $W \geq W_{c2}$  интенсивность излучения, поступающего из плазмы в зону ГД-разрыва, достаточна для его полного прогрева (до  $T \geq 20$  К), протекания тока и торможения возникающими электромагнитными си-

лами. ГД-разрыв как граничная область разряда с невозмущенным газом полностью исчезает за время  $t_F \leq 1 \mu s < t_1$ . Реализуется так называемый квазипинчевый режим (КПР — QPR), для которого характерно (рис. 1, *c*) существование высокотемпературного ( $T \approx 80$  К) плотного ( $\rho/\rho_1 \approx 2 \div 5$ ,  $P_g \sim P_H$ ) плазменного "ядра" (зона I, где сосредоточен ток разряда), отделенного от невозмущенного газа областью радиационно-магнитогазодинамической волны "разряжения" ( $\rho_2/\rho_1 < 1$ , область II на рис. 1, *c*), фронт которой (зона III) распространяется со скоростью  $D = F(W)$  (рис. 2). Механизм распространения фронта: излучение прогревает до  $T_F \approx 20$  кК узкую ( $\delta_F \sim 1/\chi \leq 2$  мм,  $\chi$  — эффективный коэффициент поглощения излучения [3]) область невозмущенного газа, в этом слое протекает ток  $j_F \approx \sigma E$  и под действием силы  $j_F H_0/c$  ускоряется до скорости  $V_1 \approx cE/H_0$  (плотность тока в области волны разряжения  $j \approx 0$ ), направленной к высокотемпературному плазменному "ядру".

Полученные результаты по основным параметрам СИР удовлетворительно совпадают с известными экспериментальными данными [1,2], в частности позволяют связать экспериментально наблюдаемые особенности в поведении  $D(W)$  с возникающими в СИР режимами. Выявленный радиационно-магнитогазодинамический механизм деградации УВ, наблюдавшийся в экспериментах [5], может быть использован для управления параметрами сильных УВ.

## Список литературы

- [1] Александров А.Ф., Рухадзе А.А. Физика сильноточных электроразрядных источников света. М.: Атомиздат, 1976. С. 181.
- [2] Радиационная плазмодинамика. М.: Энергоатомиздат, 1991. С. 572.
- [3] Суржиков С.Т. Вычислительный эксперимент в построении радиационных моделей механики излучающего газа. М.: Наука, 1992. С. 157.
- [4] Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1977. С. 438.
- [5] Омаров О.А., Эльдаров Ш.Ш., Якубов И.В. // ТВТ. 1993. Т. 31. № 4. С. 526–530.