

## АВТОМОДЕЛЬНОЕ ОПИСАНИЕ СИЛЬНОТОЧНОГО РАЗРЯДА В ГАЗЕ С УЧЕТОМ УРАВНЕНИЯ ЦЕПИ (КИРХГОФА)

Б. Л. Борович, В. Б. Розанов

В работе<sup>1</sup> были найдены автомодельные решения уравнений газодинамики с лучистой теплопроводностью, описывающих динамику мощных разрядов в плотных газах при наличии распределенных источников энергии. Решения оказались в качественном согласии с экспериментальными данными и позволили оценить влияние различных параметров на характеристики разряда. Однако в этой теории предполагалось, что разрядный ток (или вкладываемая энергия) зависит от времени по степенному закону, что, как правило, не имеет места в реальных установках.

В данной работе автомодельные решения используются для описания разрядов, источником питания которых служит батарея конденсаторов. В этих условиях к уравнениям газовой динамики (смотри<sup>1</sup>) следует присоединить уравнение Кирхгофа

$$U_0 - \frac{1}{C} \int_0^t J dt - L \frac{dJ}{dt} - r_{om} J = 0. \quad (1)$$

Здесь  $U_0$  - начальное напряжение на батарее конденсаторов,  $J$  - ток,  $L$  - постоянная индуктивности,  $C$  - емкость конденсаторов,  $r_{om}$  - омическое сопротивление плазмы.

Автомодельный подход к системе уравнений газодинамики и Кирхгофа, содержащей более, чем это тре-

буется для теории, размерных постоянных, в данном случае является законным потому, что характеристики разряда существенно зависят только от величины вложенной к данному моменту энергии  $E(t)$ , а не от скорости ее поступления. В этих условиях энергию разряда можно аппроксимировать на отдельных участках степенной функцией времени, и затем воспользоваться известными результатами<sup>1</sup>.

Омическое сопротивление плазмы представляется в виде  $r_{ом} = Ft^{-k}$ , где  $F$  и  $k$  определенным образом зависят от параметров аппроксимации энергии  $E_0$  и  $\alpha$  ( $E(t) = 1E_0 t^\alpha$ , где  $l$  - длина разрядного промежутка). Решая уравнение (1), можно найти ток  $J(t)$  и энергию, вложенную в разряд

$$E(t) = \int_0^t J^2 r_{ом} dt. \quad (2)$$

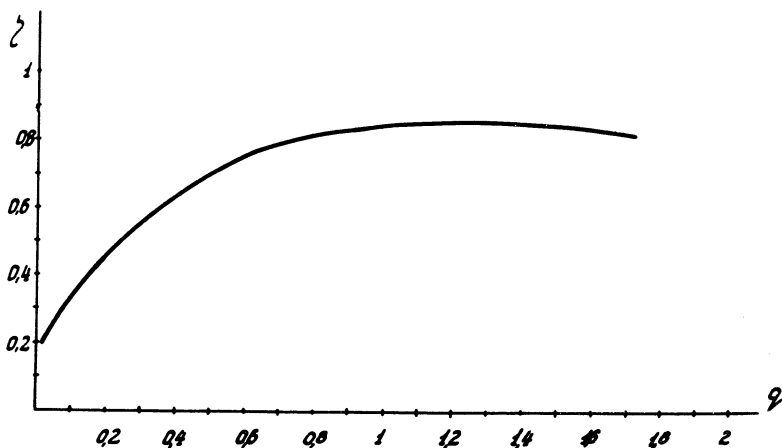
Уравнения (1) и (2) решаются численно, затем (2) представляется в виде:  $E(t) = 1E_0' t^{\alpha'}$  и из условия самосогласования  $E_0 = E_0'$  и  $\alpha = \alpha'$  находятся значения  $E_0$  и  $\alpha$ .

Расчет показал, что существует универсальная зависимость  $\eta = \eta(q)$ , которая определяет параметры разрядного канала. Здесь  $\eta$  - доля от энергии, запасенной в конденсаторах, поступившая в разряд за время  $\pi\sqrt{LC}$ , а параметр  $q$  определяется формулой

$$q = 4,2 \frac{1^{1,6} (z_0 A)^{1,75} 5,6 \cdot 10^{-2} \rho_0^{0,45}}{\sigma_0 (\sqrt{LC})^{0,84} \sqrt{L/C} (cu^2)^{0,6}} \quad (3)$$

и характеризует отношение омического сопротивления разряда к волновому. В (3)  $A$  - теплоемкость газа,  $\rho_0$  - плотность невозмущенного газа,  $\sigma = \sigma_0 T^{0,4}$  - проводимость,  $z = z_0 T^{4/3} / \rho^{7/4}$  - коэффициент лучистой теплопроводности. В численных оценках использовались

константы воздуха<sup>1</sup>  $A = 0,5 \cdot 10^{12}$  эрг/г. эв,  $\sigma_0 = 10^{14}$  сек<sup>-1</sup> эв<sup>-0,4</sup>,  $\alpha_0 = 3,7 \cdot 10^5$  г<sup>2,75</sup> эв<sup>-5,33</sup> см<sup>-4,25</sup> сек<sup>-3</sup>.  
 $T$  измеряется в электронвольтах. Зависимость  $\eta = \eta(q)$  представлена на рис. 1.



Р и с. 1. Универсальная зависимость  $\eta = \eta(q)$ , характеризующая степень согласования разряда с конденсаторной батареей.

В процессе разряда и в зависимости энергии от времени можно выделить три стадии:

1. На первой стадии ( $t < \sqrt{IC}$ ), соответствующей фронту нарастания температуры, можно считать, что  $E = 1E_0 t^2$ . Температура центра разряда равна:

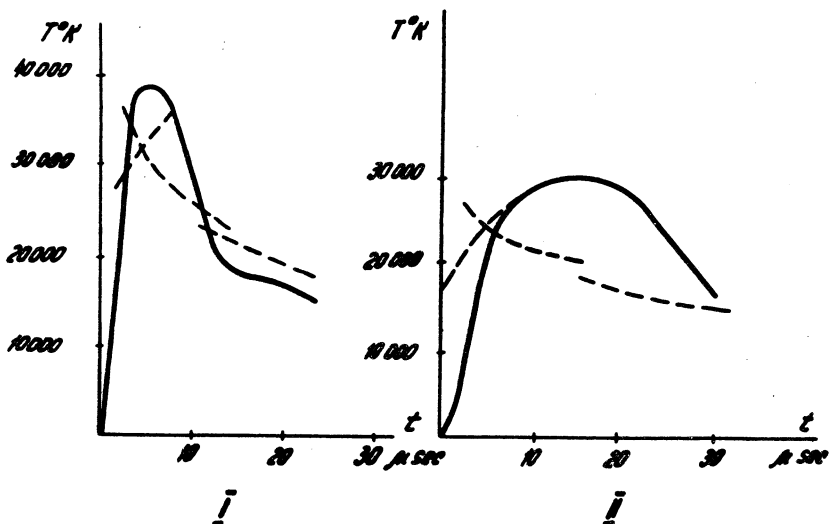
$$T = 0,44 \left( \frac{\eta C U_0^2}{1IC} \right)^{0,265} \rho_0^{0,12} (\alpha_0 A^{7/4}) t^{0,14}$$

2. Вторая стадия:  $\sqrt{IC} \leq t \leq \pi \sqrt{IC}$ . В это время в разряд поступает основная доля энергии и  $E(t) = \eta(CU_0^2/2)t/\pi\sqrt{IC}$ . Температура центра разряда равна:

$$T = 0,44 \left( \frac{\eta C U_0^2}{1\sqrt{IC}} \right)^{0,265} \rho_0^{0,12} (\alpha_0 A^{7/4})^{-0,14} t^{-0,12}$$

Максимальная температура достигается в момент времени  $t \approx \sqrt{LC}$ .

3. Для  $t > \pi\sqrt{LC}$  омическое сопротивление плазмы мало, поступление энергии незначительно, происходит



Р и с. 2. Экспериментальные и теоретические зависимости температуры разряда от времени.

————— эксперимент, - - - - - расчет.

- 1)  $l = 25$  см,  $2\pi\sqrt{LC} = 20 \cdot 10^{-6}$  сек,  $CU_0^2/2 = 37,5$  кдж.
- 2)  $l = 50$  см,  $2\pi\sqrt{LC} = 30 \cdot 10^{-6}$  сек,  $CU_0^2/2 = 36,5$  кдж.

преобразование тепловой энергии плазмы в энергию газодинамического движения. На этой стадии целесообразно выбрать показатель степени  $\alpha$ , который определяет распределение энергии разряда между тепловой областью  $E_T$  и ударной волной  $E_{yB}$  ( $E_T/E = 2\alpha/[(\alpha + 2)(1 + \delta) - 4]$ ,  $E_T + E_{yB} = E$ ), в соответствии с законом адиабатического расширения плазмы при постоянной энергии. Если ограничить рассмотрение временем  $\pi\sqrt{LC} \leq t \leq 2\pi\sqrt{LC}$ , то температуру можно найти по формуле:

$$T = 0,44 \left( \frac{\eta_{\text{Cu}}^2}{1(\text{IC})^{1/4}} \right)^{0,265} \rho_0^{0,12} (\alpha_0^{17/4})^{-0,14} t^{-0,26}.$$

Результаты расчетов и экспериментальные зависимости температуры от времени, взятые из<sup>2</sup>, представлены на рис. 2. Наиболее существенным является расхождение в величине максимальной температуры  $T_m$ . В данной работе, как и в<sup>1</sup>, не учитываются пондеромоторные силы, и потери энергии на излучение в окне прозрачности газа. Однако к моменту достижения максимума температуры эти факторы, по-видимому, не играют еще существенной роли. Наблюдаемое расхождение в величине  $T_m$  между теорией и экспериментом можно связать с завышением в расчете величины росселандова пробега. Для согласования расчета и эксперимента необходимо уменьшить  $\alpha_0$  примерно в 10 раз, что можно объяснить заметным вкладом линий в процесс переноса энергии излучением, который не учитывался при вычислении использованного значения  $\alpha_0$ . Таким образом, из экспериментов с сильноточным разрядом в воздухе можно оценить коэффициент лучистой теплопроводности  $\alpha_0 = 3,7 \cdot 10^4 \text{ г} \cdot 1,75 \text{ эв}^{-5,33} \text{ см}^{-4,25} \text{ сек}^{-3}$ .

Поступила в редакцию  
18 сентября 1970 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. Н. Г. Басов, Б. Л. Борович, В. С. Зуев, В. Б. Розанов, Ю. Ю. Стойлов. ЖТФ, 40, 805 (1970).
2. Н. Г. Басов, Б. Л. Борович, В. С. Зуев, В. Б. Розанов, Ю. Ю. Стойлов. ЖТФ, 40, 516 (1970).