

02;04
©1993ОБ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ БАЛАНСЕ СИЛЬНОТОЧНОГО
ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА*А.М.Воронов, В.Л.Горячев*

Многочисленные приложения импульсной плазмы делают необходимым исследование и моделирование процессов, управляющих развитием сильноточного ($I \sim 100$ кА) импульсного ($\tau \sim 100$ мкс) разряда высокого давления.

Мы предлагаем простую модель сильноточного импульсного разряда, основанную на экспериментальных результатах, полученных на установке, подробно описанной в [1,2]. В замкнутом объеме $V_0 = 30$ см³ с начальным давлением газа $P_0 \leq 13$ МПа с помощью взрыва проволоочки инициировался разряд длительностью $\tau \approx 120$ мкс и током $I_{\max} \approx 70$ кА. Данная установка моделирует условия разряда, типичные для мощных импульсных генераторов плазмы, имеющих большое практическое применение.

Одним из наиболее важных вопросов в подобных системах является выяснение механизма теплообмена от дуги к окружающему газу. Ответ на этот вопрос позволит решить прикладные проблемы, такие как повышение эффективности, долговечности и пр.

Наш подход при построении модели не является новым, однако имеющиеся модели (например, [3]) содержат ряд подгоночных параметров, которые позволяют получить удовлетворительное согласие с экспериментом. Нами сделана попытка с одной стороны избавиться от подгоночных параметров, а с другой стороны, учесть еще один процесс, на наш взгляд существенный, — кондуктивный теплоперенос от столба импульсного разряда к окружающему газу. Основанием к такому рассмотрению послужили экспериментальные результаты работы [2], где было показано, что толщина слоя, отделяющего столб разряда от окружающего газа, составляет $\delta r \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ см, что, в свою очередь, может привести к значительному потоку тепла $q \sim \lambda \nabla T$ из дуги в окружающий газ.

При теоретическом анализе была использована модель из работы [4]. Модель описывает динамику расширения столба разряда, величину падения напряжения, величину давления в цилиндрической разрядной камере. В отличие от [4], где окружающий дугу газ испытывает лишь адиабатическое сжатие, мы дополнили модель членом, учитывающим кондуктивный теплоперенос из дуги в окружающий газ, поскольку адиабатическое сжатие окружающего газа не объясняет наблюдаемые в эксперименте величины давлений.

Расширение канала разряда рассматривается как движение фронта тепловой волны и предполагается, что за фронтом волны находится сильноионизованная, оптически плотная, однородная плазма. Предполагается также, что столб разряда в целом

охлаждается за счет энергии излучения $W = \delta_r T^4$, выходящего с поверхности разряда. Часть $\eta(T)$ энергии $W(T)$, способная ионизовать и возбуждать атомы окружающего газа

$$\eta(T) = \frac{1}{W} \int_{E_i/h}^{\infty} \varepsilon(T, \nu) d\nu, \quad (1)$$

поглощается в непосредственной близости от границы разряда (здесь E_i — потенциал ионизации). В области поглощения окружающий газ нагревается до температуры плазмы T_a . В этой области основная масса газа вытесняется из ранее занимаемого объема, что приводит к повышению плотности и давления газа вне разряда. Остальная часть излучения, свободно проходя через газ, поглощается стенками разрядной камеры и не участвует за время $\sim \tau$ в процессе нагрева газа, где τ — характерное время разряда. Кроме атомов гелия в разрядной камере после взрыва проволочки имеются атомы меди с концентрацией $n_{Cu} \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Сечение ионизации δ_{ion} атомов меди излучением за порогом ионизации ($h\nu \geq I_{Cu} = 7.73 \text{ эВ}$) $\sigma_{ion} \approx 10^{-17} \text{ см}^2$ [5]. Поэтому длина свободного пробега l_r квантов с энергией $h\nu \geq I_{Cu}$ мала ($l_r = \frac{1}{\sigma_{ion} n_{Cu}} \ll r$) и излучение поглощается в узком слое у границы разрядного столба.

В рассматриваемых условиях, с учетом большой концентрации меди $n_{Cu} \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$, коэффициент поглощения χ_r в рекомбинационном-тормозном континууме $\chi_r \sim (5 - 10) \text{ см}^{-1}$ во всей области спектра, расположенной вблизи максимума распределения Планка $\varepsilon_T(\nu)$. Таким образом, плазму в разряде действительно можно считать оптически плотной почти в течение всего импульса тока.

Если скорость фронта тепловой волны V_T существенно меньше скорости звука $V_{зв}$ в газе ($V_T \ll V_{зв}$) и радиус разрядной камеры r_0 невелик ($r_0 \ll V_{зв} \tau$), то возникающий в камере градиент давления успевает выравниваться и можно полагать $P(r, t) = P(t)$.

В пренебрежении пространственными градиентами параметров плазмы и холодного газа система уравнений для цилиндрически симметричного разряда в замкнутом объеме, с учетом внешней цепи, записывается следующим образом (индексы "а" и "s" относятся к дуге и окружающему газу соответственно):

$$\frac{d(U_a)}{dt} + P \frac{dV_a}{dt} = Q - q - (1 - \eta)WS \quad (2.1)$$

$$\frac{d(U_s)}{dt} + p \frac{dV_s}{dt} = q \quad (2.2)$$

$$I = \pi r^2 \sigma(T_a) E \quad (2.3)$$

$$L \frac{d^2 I}{dt^2} + \frac{dIR}{dt} + \frac{1}{C} I = 0 \quad (2.4)$$

Здесь $V_a = \pi r^2 l$ и $S = 2\pi r l$ — объем и площадь боковой поверхности разряда с длиной l и радиусом $r(t)$; U_a и U_s — внутренняя энергия газа в разряде и в окружающем газе соответственно; $Q = I E l$ — мощность, выделяемая в столбе разряда; $q = S \lambda \nabla T$ — поток тепла, отводимый от столба разряда за счет теплопроводности; $R = R_n + R_a$ — полное сопротивление цепи, включающее в себя омическое сопротивление контура R_n и сопротивление столба разряда $R_a = l / (\pi r^2 \sigma)$, где σ — электропроводность плазмы, c — емкость конденсаторной батареи, L — индуктивность контура.

Уравнение (2.1) является законом сохранения энергии для расширяющегося столба разряда, уравнение (2.2) — законом сохранения энергии для наружной части газа, уравнение (2.3) — закон Ома, (2.4) — закон Кирхгофа для замкнутой цепи.

Если положить $q = 0$ и $\eta(T) = 0$, а изменение внутренней энергии записать как $\dot{U}_a = \frac{3}{2} k \dot{T} N_a$, т.е. не учитывать захват частиц в разряд из окружающего газа, то получим систему уравнений канальной модели.

Измерение внутренней энергии газа, учитывающее вовлечение в разряд атомов окружающего газа, записывается как:

$$\frac{dU_a}{dt} = \frac{3}{2} k \frac{d(T N_a)}{dt}, \quad (3)$$

$$\frac{dN_a}{dt} = \frac{\eta W S}{\frac{5}{2} k (T_a - T_s)}. \quad (4)$$

Строго говоря, в изменение внутренней энергии (3) необходимо включать члены, связанные с ионизацией и, как следствие, дополнять систему уравнений уравнением Саха, но результаты численного расчета показали, что эти члены носят лишь поправочный характер в конечных решениях. То же самое относится и к кулоновскому логарифму, входящему в выражение электропроводности сильноионизованной плазмы: поскольку температура разряда и концентрация электронов мало менялись в течение импульса тока при численном моделировании, значение $\ln \Lambda$ оставалось практически постоянным $\ln \Lambda \approx 3$. Поэтому в дальнейших расчетах кулоновский логарифм полагался $\ln \Lambda = 3$.

Результаты численного расчета по уравнениям (2.1)–(2.4) для случаев $P_0 = 10$ МПа и $P_0 = 1$ МПа приведены на рис. 1 и рис. 2 соответственно. Утолщенными линиями даны экспериментальные кривые для тех же начальных давлений гелия.

Система уравнений дополнялась условием сохранения полного числа частиц в разрядной камере: $N_a + N_s = \text{const}$, уравнением состояния, а также очевидным равенством: $V_a + V_s = V_0$. Начальные условия принимались следующие:

$$T_s(0) = 300 \text{ К},$$

$$N_s(0) = \frac{P_0 V_s(0)}{k T_s(0)}. \quad (5)$$

Предполагалось, что $V_s(0) \approx V_0$. Величины $V_a(0)$ и $N_a(0)$ задавались параметрически, но, как оказалось, если $V_a(0) \ll V_0$,

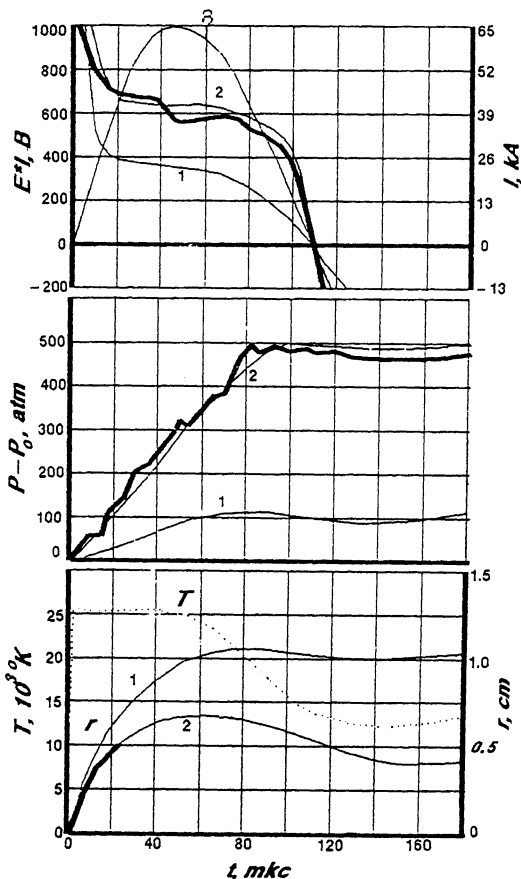


Рис. 1. Решение системы уравнений (2.1)–(2.4) с учетом кондуктивного теплопереноса $q = S\lambda\nabla T$ для $P_0 = 10$ МПа: 1 — $\lambda = 0$, 2 — $\lambda = 10^6$ эрг/(с·см·К).

$N_a(0) \ll N_s(0)$, что соответствует реальным условиям эксперимента, то решения уже после 10-й мкс не зависят от $V_a(0)$ и $N_a(0)$. Это обусловлено тем, что по мере развития разряда число частиц, вовлекаемых в разряд, существенно превышает $N_a(0)$. Поэтому в дальнейшем принималось значение $N_a(0) = 5 \cdot 10^{19}$, что соответствует числу атомов в проволочке. Тепловой поток $q = S\lambda\frac{\delta T}{\delta r}$ ($\delta r = 3 \cdot 10^{-3}$ см, $\delta T = 2 \cdot 10^4$ К) задавался параметрически (при коэффициенте теплопроводности λ в гелии при $T = 1.5 \cdot 10^4$ К при соответствующем давлении), с тем чтобы не решать нестационарное уравнение теплопроводности.

Кривые падения напряжения на разряде, соответствующие экспериментальным, определялись как $Ei = U_{\text{экс}} - U_{\text{эл}}$, причем при-

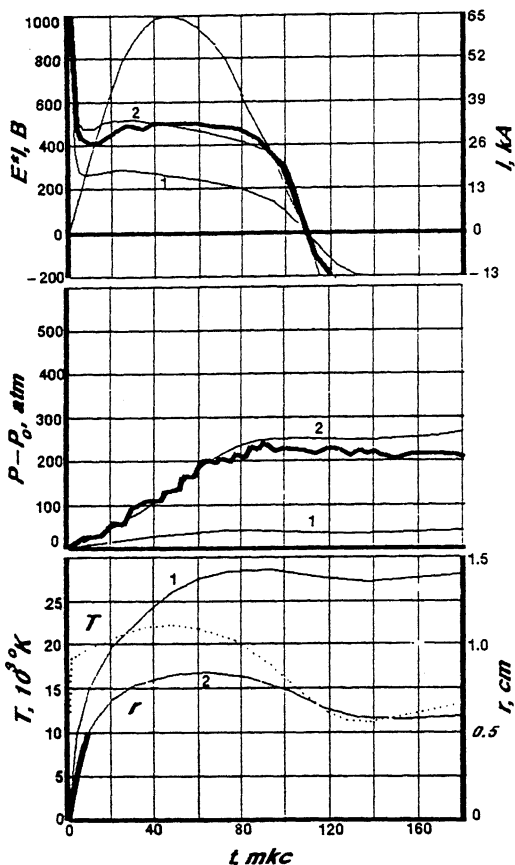


Рис. 2. Решение системы уравнений (2.1)–(2.4) с учетом кондуктивного теплопереноса $q = S\lambda\nabla T$ для $P_0 = 10$ МПа: 1 — $\lambda = 0$, 2 — $\lambda = 10^6$ эрг/(с·см·К).

электродные падения напряжения $U_{\text{эл}}$, согласно нашим данным из [4] и данным работы [6], полагались постоянными и равными $U_{\text{эл}} = 200$ В.

Из рисунков 1,1 и 1,2 видно, что температура $T_a(t)$ в разряде практически постоянна $T_a \sim 2.5 \cdot 10^4$ К. Лишь в начале и в конце импульса тока изменение $T_a(t)$ становится существенным.

Сравнение расчетных зависимостей $E(t)l$, $P(t)$, $r(t)$ с экспериментальными в гелии показывает их вполне удовлетворительное согласие, что подтверждает предположение о существовании механизма кондуктивной теплопередачи от дуги к окружающему газу.

Список литературы

- [1] Бакшт Ф.Г., Бородин В.С., Воронов А.М., Журавлев В.Н. // ЖТФ. 1990. Т. 60. Вып. II. С. 190-193.
- [2] Воронов А.М., Горячев В.Л. // Письма в ЖТФ. 1993. Вып. 14.
- [3] Salge J.G.H., Weise T.H.G.G., Loeffler M.J., Witt W. // IEEE Trans. Magn. 1989. V. 25. N 1. P. 495-499.
- [4] Бакшт Ф.Г., Воронов А.М., Журавлев В.Н. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 10. С. 53-59.
- [5] Собельман И.И. Введение в теорию атомных спектров. М.: Наука, 1977. 320 с.
- [6] Боровик Е.С., Канцедал В.П., Князев Ю.Р., Митин Р.В. ЖТФ. 1969. Т. 39. Вып. 8. С. 1416-1424.

Институт
проблем электрофизики
РАН,
С. - Петербург

Поступило в Редакцию
20 мая 1993 г.