

04;12

## Внутренняя баллистика одностадийного плазмотрона и закономерности радиационного теплообмена

© Д.Б. Волон

Самарский институт инженеров железнодорожного транспорта,  
443066 Самара, Россия  
e-mail: volovdm@mail.ru

(Поступило в Редакцию 3 июля 2002 г.)

Рассматриваются вопросы построения математической модели одностадийного баллистического плазмотрона — устройства для получения излучающего газа. Проводятся анализ различных режимов работы и сравнение с экспериментальными данными. Отмечены особенности радиационного теплообмена в установке.

### Введение

Баллистические плазмотроны находят широкое применение в различных областях теплофизики. Полученный в этих устройствах путем сжатия высокотемпературный газ способен выделять энергию в виде оптического излучения. Это излучение может быть использовано для накачки твердотельных лазеров [1,2], в плазмио фотохимии [3], высокотемпературный газ применяется для испытания тел в ударных волнах и т.д. Для отыскания оптимальных режимов работы необходимо разработать математическую модель, которая позволила бы описать динамику работы устройства и дать практические рекомендации по выбору режима сжатия.

### Описание установки

Баллистический плазмотрон БП-3 состоит из ствола 1 (рис. 1), поршня 2, первоначально закрепленного на торце при помощи проволоки 3. Баллон 4 предназначен для толкающего газа (воздуха). Предварительно поршень закрепляется фиксатором 3. В камере 5 помещается приемник излучения. Это может быть стержень твердотельного лазера, образец для испытания в ударных волнах при высоких температурах, инструмент для

стерилизации и т.д. Как правило, камера разделяется со стволом разрывающейся мембраной 6.

После вакуумирования ствол заполняется рабочим газом под определенным давлением. Толкающий газ подается в баллон 4. Затем, после нажатия пусковой кнопки и срабатывания электромагнитного клапана, толкающий газ поступает в плазмотрон, приводя в движение поршень. За время  $\cong 10$  ms рабочий газ сжимается до температур  $\cong 8000$  К и давлений до 1000 atm, что приводит к излучению части накопленной при сжатии энергии. После разрыва мембраны излучающий газ выбрасывается в камеру.

### Построение математической модели плазмотрона

Получим уравнения, позволяющие определить параметры рабочего газа в процессе.

Составим уравнение движения поршня плазмотрона. Со стороны толкающего газа действует сила  $F_1 = p_1 S_\sigma$ , со стороны рабочего газа — сила  $F_2 = p_2 S_\sigma$ , против направления движения поршня — сила трения  $F_f$ . Здесь и далее индекс 1 относится к параметрам толкающего газа, 2 — рабочего газа,  $p$  — давление,  $S_\sigma$  — площадь сечения поршня.

Как показано еще в [4], для толкающего и рабочего газа в рассматриваемых условиях справедливо уравнение состояния идеального газа.

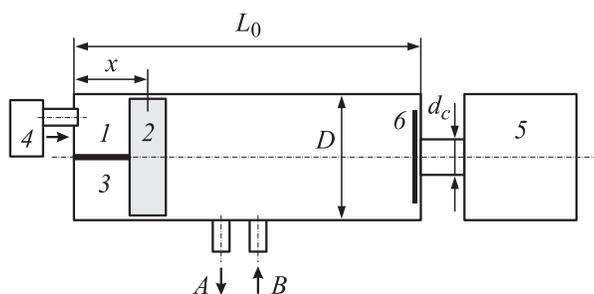
Сила трения направлена в сторону, противоположную движению поршня, и в первом приближении может быть записана в виде

$$F_f = -\beta \frac{dx/dt}{|dx/dt|},$$

где  $x$  — текущая координата положения центра масс поршня, коэффициент  $\beta$  определяется экспериментально,  $t$  — время.

Уравнение движения с учетом уравнений состояния для рабочего и толкающего газов

$$m_p \frac{d^2 \mathbf{x}}{dt^2} = \sum_i \mathbf{F}_i,$$



**Рис. 1.** Схема одностадийного баллистического плазмотрона: 1 — ствол плазмотрона, 2 — поршень, 3 — фиксирующая проволока, 4 — баллон с толкающим газом, 5 — оптическая камера, 6 — мембрана, A — вакуумирование, B — подача рабочего газа.

$$m_p \frac{d^2x}{dt^2} = \frac{m_1 R_0 T_1}{\mu_1 (x - l_p/2)} - \frac{m_2 R_0 T_2}{\mu_2 (L_0 - (x + l_p/2))} - \beta \frac{dx/dt}{|dx/dt|}, \quad (1)$$

где  $m_p$  — масса поршня;  $m_1, m_2$  — массы газов;  $\mu_1, \mu_2$  — молярные массы;  $R_0$  — универсальная газовая постоянная;  $L_0$  — длина ствола;  $l_p$  — длина поршня; температуры  $T_1$  и  $T_2$  определяются из уравнения энергии.

В связи с тем что время истечения из баллона 4 (рис. 1) конечно, масса толкающего газа в стволе не остается постоянной. Поскольку процесс истечения из баллона вплоть до закрытия клапана происходит при сверхкритическом перепаде давления, имеем

$$\frac{dm_b}{dt} = -\frac{m_b}{V_b} a_b \frac{\pi d^2}{4}, \quad (2)$$

где  $m_b, V_b, a_b$  — соответственно масса, объем и скорость звука в баллоне;  $d$  — диаметр сопла электроклапана.

В ствол плазмотрона поступает масса газа

$$m_1 = m_{01} + (m_{0b} - m_b), \quad (3)$$

где  $m_{01}$  и  $m_{0b}$  — начальные массы газов, содержащиеся соответственно в стволе и в баллоне.

При понижении давления газа в баллоне меньше определенного  $p_v$  происходит закрытие клапана и часть толкающего газа  $m_v$  остается в баллоне. Поэтому формула (3) после интегрирования (2) будет иметь вид

$$m_1 = \begin{cases} m_{01} + m_{0b} \left(1 - \exp\left(-\frac{\pi d^2}{4V_b} a_b t\right)\right), & m_b > m_v, \\ m_{01} + (m_{0b} - m_v), & m_b = m_v, \end{cases} \quad (4)$$

где

$$m_v = p_v \frac{\mu_1 V_b}{R_0 T_0}.$$

Для того чтобы наиболее эффективно использовать энергию сжатия, в конструкции предусмотрен фиксатор поршня 3 (рис. 1). Он представляется собой проволоку, закрепленную на торце ствола плазмотрона и поршне, и разрывается при некотором усилии  $F_{st}$ . Использование фиксатора позволяет повысить давление толкающего газа в стволе до начала движения поршня. В связи с этим уравнение движения (1) запишется как

$$m_p \frac{d^2x}{dt^2} = \begin{cases} 0, & \sum_i F_i \leq F_{st}, \\ \frac{m_1 R_0 T_1}{\mu_1 (x - l_p/2)} - \frac{m_2 R_0 T_2}{\mu_2 (L_0 - (x + l_p/2))} - \beta \frac{dx/dt}{|dx/dt|}, & \sum_i F_i > F_{st}, \end{cases}$$

а  $m_1$  находится по формуле (4).

Для определения температур  $T_1$  и  $T_2$  воспользуемся уравнениями энергии

$$\frac{dU}{dt} = \sum_i W_i + \sum_j H_j G_j, \quad (5)$$

здесь для простоты индексы 1, 2 опускаем;  $U = mc_v T$  — внутренняя энергия газа;  $W_i$  — мощность источников энергии; при одном выходном отверстии  $j = 1$ ;  $H = c_p T$  — энтальпия;  $G$  — расход газа;  $c_p$  и  $c_v$  — удельные теплоемкости при постоянном давлении и объеме соответственно.

Для рабочего газа (индекс 2), в пренебрежении конвективными и диффузионными потерями мощность источников складывается из радиационных потерь  $e_{rad}$  и работы над газом по сжатию  $dA_2 = -p_2 dV_2$  в единицу времени

$$\sum_i W_i = -e_{rad} - \frac{p_2 dV_2}{dt}.$$

Поскольку перепад давлений при истечении в камеру после разрыва мембраны сверхкритический, расход рабочего газа через сопло площадью  $S$  вычисляется по формуле

$$\frac{dm_2}{dt} = -\frac{m_2}{V_2} a_2 S, \quad (6)$$

где

$$a_2 = \sqrt{\gamma_2 \frac{R_0}{\mu_2} T_2}$$

— скорость звука.

То же уравнение (6) можно использовать в случае выстрела без мембраны 6 (рис. 1), поскольку перепад давлений между стволом и камерой быстро минует критический. Тогда для рабочего газа уравнение (5) переписывается в виде

$$\frac{dU_2}{dt} = -e_{rad} - p_2 \frac{dV_2}{dt} - c_{p2} T_2 \rho_2 a_2 S,$$

где  $\rho_2$  — плотность газа, или после ряда преобразований

$$\frac{dT_2}{dt} = (\gamma_2 - 1) \frac{T_2}{V_2} \left( -\frac{dV_2}{dt} - a_2 S \right) - \frac{e_{rad}}{c_{v2} \rho_2 V_2}. \quad (7)$$

При сжатии рабочего газа в закрытом объеме ( $S = 0$ ) в отсутствие радиационных потерь из уравнения (7) получаем адиабатный процесс, а случай истечения при постоянном объеме ( $V_2 = \text{const}$ ) подробно рассмотрен в [5].

Для определения  $T_1$  также можно воспользоваться уравнением энергии (5). Однако процедуру можно упростить, если учесть, что к моменту разрыва фиксатора основная масса толкающего газа уже успела перетечь в ствол плазмотрона и далее изменяется незначительно. Поскольку радиационных потерь здесь практически нет, процесс расширения толкающего газа можно считать адиабатным

$$\frac{T_1}{T_0} = \left( \frac{V_0}{V_1} \right)^{\gamma_1 - 1} = \left( \frac{x_0 - l_p/2}{x - l_p/2} \right)^{\gamma_1 - 1}.$$

В данной работе, как и ранее [6,7], мощность радиационных потерь отыскивается в виде

$$e_{\text{rad}} = \frac{4\sigma T_2^4 V_2}{a'} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{a' G' \rho_2 T_2 \exp(-I/T_2)}{4\sigma T_2^4}\right) \right],$$

$$a' = \frac{D}{1 + D/(2(L_0 - (x - l_p/2)))}, \quad (8)$$

где  $\sigma$  — постоянная Стефана–Больцмана;  $a'$  — приведенный линейный размер;  $D$  — внутренний диаметр плазматрона;  $G'$ ,  $I$  — константы, зависящие от рода газа [5].

Система уравнений, позволяющая определить параметры газа при работе одностадийного баллистического плазматрона, после трех преобразований может быть записана в таком виде:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{1}{m_p} \times \begin{cases} 0, & \sum_i F_i \leq F_{\text{st}}, \\ \frac{m_1 R_0 T_0 (x_0 - l_p/2)^{\gamma_1 - 1}}{\mu_1 (x - l_p/2)^{\gamma_1}} - \frac{m_2 R_0 T_2}{\mu_2 (L_0(x + l_p/2))} - \beta \frac{dx/dt}{|dx/dt|}, & \sum_i F_i > F_{\text{st}}, \end{cases}$$

$$\frac{dT_2}{dt} = (\gamma_2 - 1) \frac{T_2}{V_2} \left( -\frac{dV_2}{dt} - a_2 S \right) - \frac{e_{\text{rad}}}{c_{v2} m_2},$$

$$\frac{dm_2}{dt} = -\frac{m_2}{V_2} a_2 S, \quad (9)$$

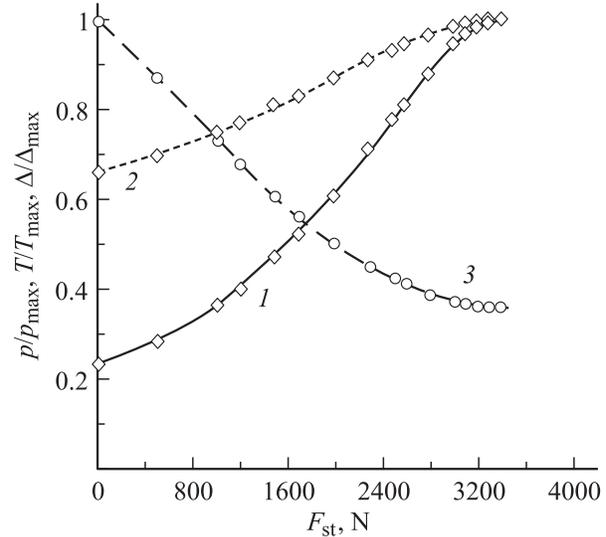
где  $m_1$  определяется по формуле (4), а  $e_{\text{rad}}$  — по формуле (8),  $V_2 = (\pi D^2/4)(L_0 - (x + l_p/2))$ ; начальные условия задачи: при  $t = 0$   $x = x_0$ ,  $dx/dt = 0$ ,  $T_1 = T_2 = T_0$ ,  $m_1 = m_{01}$ ,  $m_2 = m_{02}$ .

При истечении газа через сопло в некоторый момент времени наступает такая ситуация, когда  $m_2 = 0$ . Тогда систему (9) необходимо заменить другими уравнениями, связанными с соударением поршня о торец ствола плазматрона. Такая задача не ставилась в рамках данной работы, и мы эти уравнения здесь не приводим.

## Численные расчеты параметров газа в плазматроне

Интегрирование системы (9) проводилось методом Рунге–Кутты 4-го порядка с постоянным шагом интегрирования до  $N = 50\,000$ . Численный эксперимент показывает, что в данном диапазоне температур и давлений при  $N > 35\,000$  наступает стабилизация значений рассчитываемых параметров, а при  $N = 50\,000$  ошибка интегрирования не превышает 1%.

Экспериментальная часть работы проводилась на установке ИХФ РАН со следующими характеристиками:  $L_0 = 1.26$  м,  $l_p = 50$  мм,  $D = 58$  мм, диаметр сопла



**Рис. 2.** Изменение максимальных давления (1), температуры (2) в импульсе, а также минимального расстояния от поршня до стенки ствола (3) в зависимости от усилия фиксатора  $F_{\text{st}}$  ( $d_c = 0$  мм,  $p_{\text{max}} = 14.3$  атм,  $T_{\text{max}} = 639$  К,  $\Delta_{\text{max}} = 0.449$  м).

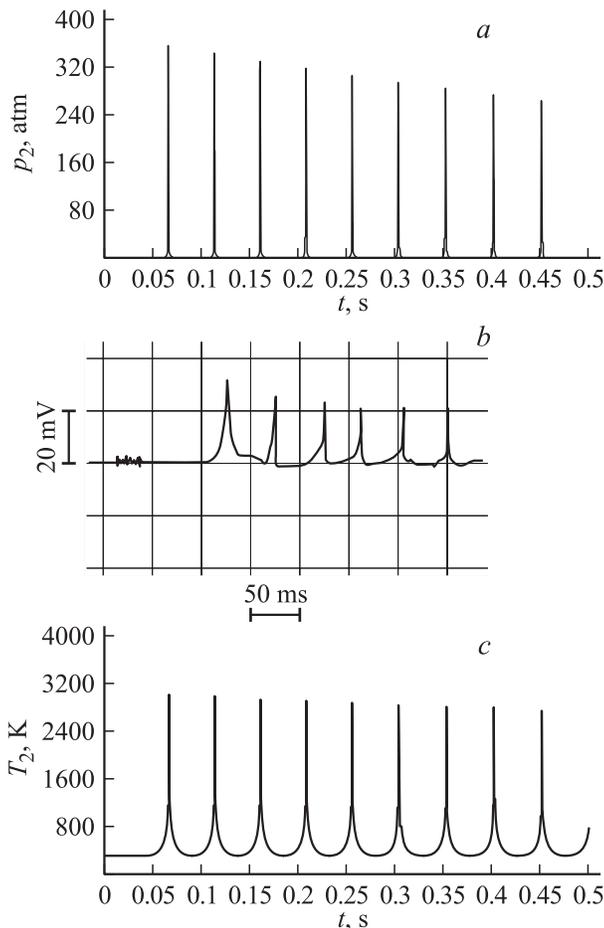
электрoклапана  $d = 8$  мм; масса поршня  $m_p = 0.357$  кг,  $\beta = 4N$ , давление закрытия клапана  $p_v = 4.125$  атм. Начальные условия задачи: при  $t = 0$   $x_0 = 175$  мм,  $dx/dt = 0$ ,  $T_0 = 300$  К,  $m_{01} = 5.112 \cdot 10^{-4}$  кг,  $m_{02}$  изменяется в зависимости от степени откачки.

Вначале рассмотрим случай сжатия газа в конечном объеме ( $d_c = 0$ ) без использования фиксирующей проволоки. В качестве рабочего газа выберем воздух ( $\gamma_2 = 1.4$ ,  $\mu_2 = 0.029$  кг/мол,  $p_2 = 1.013 \cdot 10^5$  Па), начальное давление толкающего газа 6.0 атм. Расчеты показывают, что эффективность процесса сжатия невелика: доля энергии сжатия в первом пике составляет лишь 22% от всей запасенной в толкающем газе энергии ( $p_{\text{max}} = 3.37$  атм,  $T_{\text{max}} = 423$  К). Это связано в первую очередь с конечным временем перетекания газа из баллона в ствол плазматрона.

Эффективность сжатия можно существенно повысить, используя предварительную фиксацию поршня. Так, при расчетном усилии  $F_{\text{st}} = 2500$  Н (из расчета на срез) давление в первом пике повышается до  $p_{\text{max}} = 11.1$  атм, при этом  $T_{\text{max}} = 595$  К.

При дальнейшем увеличении  $F_{\text{st}}$  наблюдается монотонный рост  $p_{\text{max}}$  и  $T_{\text{max}}$  (рис. 2), причем на некоторых режимах максимум давления (температуры) приходится не на первый, а на второй импульс. Минимальное расстояние до стенки ствола  $\Delta$  также монотонно уменьшается при увеличении  $F_{\text{st}}$  (кривая 3 на рис. 2). Если усилие  $F_{\text{st}}$  превышает сумму остальных сил, то разрыва фиксатора, естественно, уже не происходит.

Имеющуюся энергию толкающего газа можно вкладывать в меньшую массу рабочего газа, тем самым повышая максимальную температуру сжатия. Другими словами, следует сжимать разреженный рабочий газ. Для



**Рис. 3.** Численно рассчитанное давление газа (а) при  $d_c = 0$ , откачке до  $p_2 = 1.094 \cdot 10^4$  Па. Осциллограмма давления (b) при тех же условиях (1 mV = 11.6 atm), рассчитанная температура (с).

этого в установке предусмотрено вакуумирование. Так, при откачке до  $p_2 = 1.094 \cdot 10^4$  Па получаем следующие параметры в первом импульсе:  $p_{max} = 354$  atm,  $T_{max} = 3021$  К (рис. 3, а). Эти данные хорошо согласуются с экспериментальными по амплитуде и частоте (рис. 3, b). Расчетные данные изменений температуры рабочего газа в ходе того же процесса приведены на рис. 3, с.

Наличие сопла оказывает существенное влияние на процесс сжатия. Правильный выбор диаметра сопла во многом обеспечивает успех всего процесса сжатия. Так, при  $d_c = 1$  mm в течение первого импульса большая часть рабочего газа не успевает перетечь в камеру, вследствие чего энергия сжатия не может быть использована эффективно. При этом график  $m_2(t)$  имеет ступенчатый вид (рис. 4), что подтверждает предположения, сделанные в [8]: газ перетекает в камеру лишь в моменты, соответствующие приближению поршня к положению  $\Delta_{min}$ . Для данного режима  $p_{max} = 361$  atm,  $T_{max} = 3036$  К. При больших диаметрах сопла рабочий газ успевает перетечь в камеру в течение 3–4 импульсов.

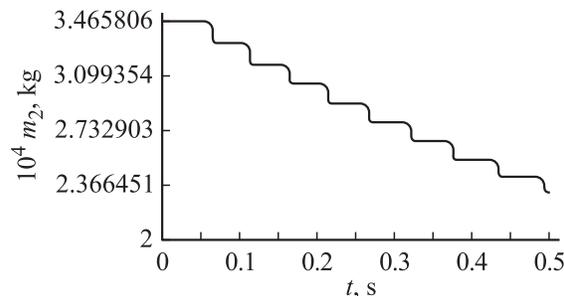
Влияние диаметра сопла на количество импульсов  $n$  и на параметры газа в первом импульсе

№	$d, m$	$n$	$p_{max}, atm$	$T_{max}, K$
1	.001	$\gg 9$	361	3036
2	.002	$> 9$	381	3096
3	.003	5	424	3182
4	.004	3	486	3320
5	.005	2	609	3561
6	.006	1	822	3814

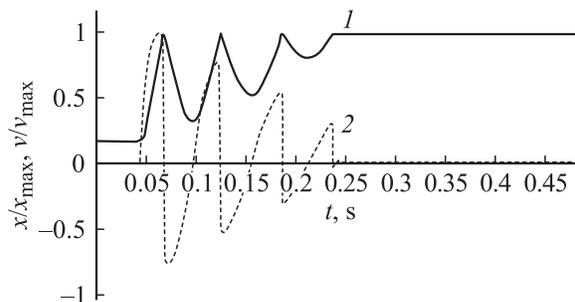
График координаты поршня и его скорости от времени при  $d_c = 3.5$  mm приведен на рис. 5.

Подберем диаметр сопла таким образом, чтобы процесс сжатия состоял из одного импульса. Выберем  $F_{st} = 2500$  N, откачку до  $p_2 = 1.094 \cdot 10^4$  Па (см. таблицу).

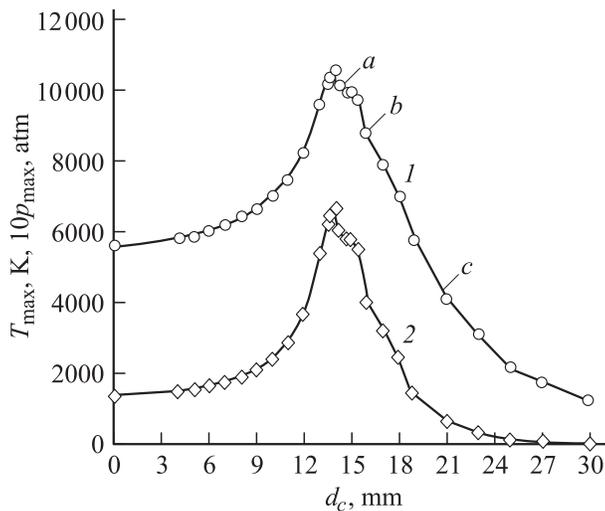
Конечной целью сжатия в плазмотроне является получение энергии излучения, которая выделяется при достижении высоких температур ( $T \cong 10^4$  К). Однако в воздухе получение  $T_{max} > 4000$  К проблематично, поскольку большая часть энергии идет на диссипацию и ионизацию молекул. Поэтому в плазмотроне в качестве рабочих используют благородные газы (ксенон, аргон). Без использования откачки достигаемые на данной установке максимальные температуры все же далеки от температур интенсивного радиационного теплообмена (для ксенона  $T > 6800$  К).



**Рис. 4.** Зависимость массы газа от времени при  $d_c = 1$  mm. Откачка до  $p_2 = 1.094 \cdot 10^4$  Па,  $F_{st} = 2500$  N.



**Рис. 5.** Зависимость координаты поршня (1) и его скорости  $v$  (2) от времени при  $d_c = 3.5$  mm. Максимальная скорость 57 m/s.



**Рис. 6.** Зависимость температуры (1) и давления (2) ксенона от диаметра сопла плазматрона  $d_c$ . Откачка до  $p_2 = 9.32 \cdot 10^3$  Pa,  $F_{st} = 2500$  N.

Исследуем, как влияет диаметр сопла на максимальную температуру ксенона в первом импульсе на той же установке при следующих исходных данных:  $\gamma_2 = 1.67$ ,  $\mu_2 = 0.131$  kg/mol, излучательные константы  $G' = 1.12 \cdot 10^{12}$  m<sup>3</sup>/kg · K,  $I = 140\,602$  K [7], откачка до  $p_2 = 9.32 \cdot 10^3$  Pa. При увеличении  $d_c$  вначале наблюдается рост  $T_2$  и  $p_2$  в первом импульсе (рис. 6) вплоть до диаметров сопла, соответствующих одиночному импульсу. Причем рост температуры не такой стремительный, как у давления, что связано с радиационными потерями в газе.

При дальнейшем увеличении  $d_c$  все большая масса газа успевает перетечь в камеру не сжавшись и сам процесс сжатия становится неэффективным. На графике температур на спадающей ветви можно выделить три участка. Первый участок (a) на рис. 6 начинается от максимума и заканчивается на переходе излучения газа от поверхностного высвечивания к объемному [7]. Поскольку здесь  $d_c$  не влияет на радиационные потери, участок графика имеет сравнительно пологий вид. На втором участке (b) преобладает объемное высвечивание, сильно зависящее от геометрических параметров и давления, в связи с чем на этом участке отмечаются наибольшие градиенты. На третьем участке (c) температуры газа такие, что радиационный теплообмен отсутствует. Это самый пологий участок.

## Заключение

Построена математическая модель одностадийного баллистического плазматрона, хорошо согласующаяся с экспериментальными данными и позволяющая количественно описать процесс сжатия в установке. Приведенную модель можно использовать для определения оптимального режима работы, расчета параметров

проектируемых устройств, а также при поиске путей интенсификации радиационного теплообмена.

## Список литературы

- [1] Dowling J.A., Shumsky J., Eckerman J., Schelier R.E. // Appl. Phys. Lett. 1968. Vol. 12. N 5. P. 184.
- [2] Шмелев В.М., Волов В.Т., Волов Д.Б. и др. // ЖТФ. 1998. Т. 68. Вып. 9. С. 67–70.
- [3] Марголин А.Д., Василик Н.Я., Шмелев В.М. и др. // Тез. докл. первого Всесоюзного симпозиума по радиационной плазмодинамике. М., 1989. С. 33.
- [4] Рябинин Ю.Н. Газы при больших плотностях и температурах. М., 1959. 41 с.
- [5] Волов Д.Б. // Деп. 23.11.98. № 3419-B98. Самара, 1998. 19 с.
- [6] Макарычев С.В., Смехов Г.Д., Яловик М.С. // Изв. АН. МЖГ. 1992. № 1. С. 155–162.
- [7] Волов В.Т., Волов Д.Б., Ратис Ю.Л. // ЖВМ и МФ. 1998. Т. 38. № 11. С. 1919–1927.
- [8] Волов Д.Б. Канд. дис. М., 1998. 157 с.