



Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. А. Иоселевич, Н. Н. Пилюгин, С. Ю. Чернявский, О влиянии трения на движение поршня под действием продуктов горения, *Прикл. мех. техн. физ.*, 1978, том 19, выпуск 5, 73–80

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением  
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.83

23 января 2025 г., 04:16:10



6. Lukasik S. J., Zepko G. W., Jameson R. L. Magnetic flux compression in an explosion geometry. Proc. conference on megagauss magnetic field generation by explosives and related experiments. Frascati, Italy, 1965. Brussels, Eur. Atom, 1966, p. 397—419.
7. Кошелев А. Я., Фоменко В. С., Чижов В. И. Взрывомагнитный генератор тока.— Бюлл. «Открытия, изобретения, промышленные образцы, товарные знаки», 1974, № 33, с. 178.

УДК 531.44;531.57

## О ВЛИЯНИИ ТРЕНИЯ НА ДВИЖЕНИЕ ПОРШНЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПРОДУКТОВ ГОРЕНИЯ

В. А. Иоселевич, Н. Н. Пилюгин, С. Ю. Чернявский  
(Москва)

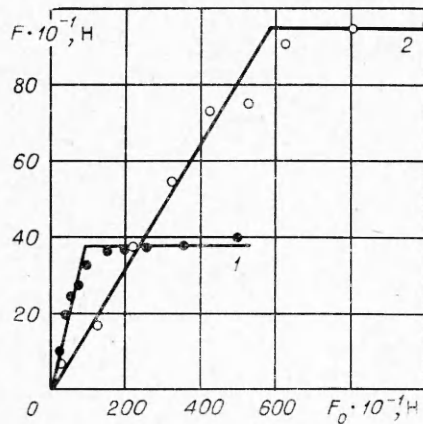
В последние годы в экспериментальной аэродинамике широко используются двухступенчатые легкогазовые баллистические установки с деформируемыми поршнями из пластмассы. В существующих методах расчета таких устройств либо вовсе пренебрегают трением поршня о стенки канала ствола установки [1—3], либо пользуются схематизациями трения [4—6], не имеющими достаточных обоснований. В ряде работ [7, 8] сила трения считается постоянной, причем ее величина выбирается не из физических соображений, а из условия наилучшего согласования расчетных и экспериментальных значений скорости тела или давления метаемого газа. В связи с тем, что трение является существенным фактором, вопрос о его обоснованном учете в расчетах параметров движения поршня требует специального изучения. При этом целесообразно рассмотреть работу одной только первой ступени баллистической установки, метаемой поршень навывлет.

Ниже рассматривается задача о внутренней баллистике одноступенчатой пороховой установки, в канале ствола которой с трением движется поршень из полимерного материала. Модель трения построена на основе результатов серии опытов по медленному проталкиванию сжатых в продольном направлении полимерных образцов в цилиндрическом стальном канале.

Экспериментально исследована зависимость давления пороховых газов от времени в камере постоянного объема, что позволило установить реальный закон горения пороха и выявить его отличие от геометрического [9]. Проведено сравнение расчетных и экспериментально измеренных значений максимального давления пороховых газов и дульной скорости поршня из полиэтилена.

1. В связи с тем, что сведения о характере трения твердых полимерных материалов по металлической поверхности при контактных давлениях порядка  $10^8$  Н/м<sup>2</sup> отсутствовали, была проведена серия экспериментов по проталкиванию сжатых в продольном направлении полимерных образцов в цилиндрическом стальном канале. Измерения силы трения проводились при весьма малых скоростях движения образца ( $10^{-4}$  —  $10^{-3}$  м/с). Поверхность канала была обработана до чистоты, при которой высота неровностей не превышала  $1,5 \cdot 10^{-6}$  м. Погрешности измерений силы осевого сжатия образца  $F_0$  и силы трения  $F$  не превосходили 25 и 10 Н соответственно. Образцы изготавливались из полиэтилена высокого давления и капролона. Опыты проводились с образцами различной длины  $l$  от  $0,5 \cdot 10^{-2} \pm 10^{-5}$  до  $4,0 \cdot 10^{-2} \pm 10^{-5}$  м в канале различного диаметра  $d$  от  $0,8 \cdot 10^{-2} \pm 10^{-5}$  до  $3,4 \cdot 10^{-2} \pm 10^{-5}$  м.

На фиг. 1 показаны типичные экспериментальные диаграммы  $F = F(F_0)$  при  $l/d = 1,78$  (кривая 1 — полиэтилен, 2 — капролон). На диаграммах  $F(F_0)$  можно выделить два характерных участка — на первом из них величина  $F$  растет пропорционально  $F_0$ , на втором  $F$  остается



Фиг. 1

постоянной. При уменьшении величины  $F_0$  зависимость  $F$  ( $F_0$ ) имела тот же вид, что и при увеличении  $F_0$ . Дополнительные измерения показали, что предел текучести и при растяжении составляет для полиэтилена  $1,1 \cdot 10^7$ , а для капролона  $9,2 \cdot 10^7$  Н м<sup>2</sup>.

2. В расчетах движения волновыми процессами в теле поршня можно не интересоваться. Ввиду малой сжимаемости полимерных материалов [10] будем считать поршень несжимаемым. Это означает, что все его элементы движутся с одинаковыми скоростями. Предполагая, что нормальные напряжения в поперечных сечениях поршня распределены равномерно, получим уравнение его движения в виде

$$(2.1) \quad \frac{d\sigma}{dx} + \frac{4\tau}{d} \frac{v}{|v|} + \rho a = 0,$$

где  $\rho$  — плотность материала поршня;  $v$  и  $a$  — скорость и ускорение поршня;  $\sigma$  — осевое нормальное напряжение;  $\tau$  — напряжение трения;  $x$  — осевая координата;  $d$  — диаметр поршня. Граничные условия для (2.1) имеют вид

$$(2.2) \quad \sigma(x_1, t) = p_1(t), \quad \sigma(x_2, t) = p_2(t)$$

( $x_1$  и  $x_2 = x_1 + l$  — координаты торцевых сечений поршня,  $p_1$  и  $p_2$  — давления на торцах,  $l$  — длина поршня). Для каждого момента времени уравнение (2.1) с учетом (2.2) определяет распределение  $\sigma$  по длине поршня. Из дополнительного предположения об упругой деформируемости материала поршня и условия его несжимаемости следует, что давление поршня на стенку канала ствола в каждом сечении совпадает с соответствующим осевым нормальным напряжением  $\sigma$ .

Результаты измерений силы трения позволяют считать, что при  $\sigma < p_c$  справедлив закон сухого (кулонова) трения

$$(2.3) \quad \tau = k\sigma$$

( $k$  — коэффициент трения), а при  $\sigma \geq p_c$  напряжение трения сохраняет постоянную величину

$$(2.4) \quad \tau = \tau_c = kp_c.$$

При  $p_i < p_c$  ( $i = 1, 2$ ) на всей боковой поверхности поршня выполняется условие (2.3), а решение уравнения (2.1) имеет вид

$$(2.5) \quad \sigma = -\frac{\rho a}{b} + (p_1 - p_2) \frac{\exp(-bx)}{\exp(-bx_1) - \exp(-bx_2)}, \quad b = \frac{4kv}{d|v|},$$

ускорение поршня определяется выражением

$$(2.6) \quad a = \frac{b}{\rho} \frac{p_1 \exp(-bl) - p_2}{1 - \exp(-bl)}.$$

Интегрируя напряжения  $\tau$  по боковой поверхности поршня, для суммарной силы трения  $F$  получаем формулу

$$(2.7) \quad F = \frac{\pi d^2}{4} \left[ p_1 - p_2 - bl \frac{p_1 \exp(-bl) - p_2}{1 - \exp(-bl)} \right] \frac{v}{|v|}.$$

В случае, когда  $bl \ll 1$ ,

$$F = \pi d l k \frac{p_1 + p_2}{2} \frac{v}{|v|}.$$

При  $p_i \geq p_c$  ( $i = 1, 2$ ) на всей боковой поверхности поршня напряжение трения постоянно и равно  $\tau_c$ . В этом случае

$$(2.8) \quad \sigma = p_1 - \left( \frac{4\tau_c}{d} \frac{v}{|v|} + \rho a \right) (x - x_1),$$

$$a = \frac{p_1 - p_2}{\rho l} - \frac{4\tau_c}{\rho d} \frac{v}{|v|},$$

а сила трения определяется формулой

$$(2.9) \quad F = \pi d l \tau_c.$$

Если  $p_1 \geq p_c$ , а  $p_2 < p_c$ , на части боковой поверхности поршня, где  $x_1 \leq x \leq x_c$ , выполняется соотношение (2.4), а на остальной ее части ( $x_c < x \leq x_2$ ) — соотношение (2.3). При этом из (2.5), (2.8) следует трансцендентное уравнение для  $a$

$$(2.10) \quad \ln \frac{p_2 + \frac{\rho a}{b}}{p_c + \frac{\rho a}{b}} - \frac{p_1 - p_c}{p_c + \frac{\rho a}{b}} + bl = 0,$$

а для определения координаты границы смены законов трения имеем формулу

$$x_c = x_1 + (p_1 - p_c) \left( \frac{4\tau_c}{d} \frac{v}{|v|} + \rho a \right)^{-1}.$$

При  $p_1 < p_c$  и  $p_2 \geq p_c$  можно получить аналогичные соотношения

$$\ln \frac{p_c + \frac{\rho a}{b}}{p_1 + \frac{\rho a}{b}} + \frac{p_2 - p_c}{p_1 + \frac{\rho a}{b}} + bl = 0.$$

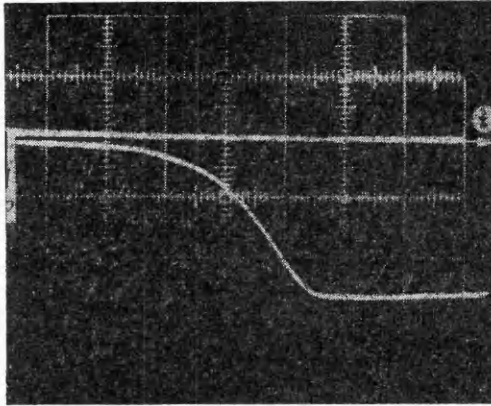
Отметим, что полученные выше формулы для ускорения при  $v = 0$  и  $|p_1 - p_2| \frac{\pi d^2}{4} \leq F$  теряют смысл и должны быть заменены условием  $a = 0$ .

При обработке приведенных в п. 1 экспериментальных данных были использованы формулы (2.7), (2.9) с учетом условия  $a = 0$  и очевидных соотношений

$$p_1 = \frac{4(F + F_0)}{\pi d^2}, \quad p_2 = \frac{4F_0}{\pi d^2}.$$

Тогда первый участок диаграммы  $F = F(F_0)$  описывается выражением

$$(2.11) \quad F = F_0 \left( \exp \frac{4kl}{d} - 1 \right).$$



Фиг. 2

На втором участке, где сила трения постоянна,

$$(2.12) \quad F = \rho d l \tau_c.$$

В результате обработки опытных данных по формулам (2.11), (2.12) получены следующие значения констант, определяющих трение: полиэтилен —  $k = 0,054$ ,  $p_c = 0,19 \cdot 10^8$  Н/м<sup>2</sup>,  $\tau_c = 1,36 \cdot 10^6$  Н/м<sup>2</sup>, капролон —  $k = 0,025$ ,  $p_c = 1,17 \times 10^8$  Н/м<sup>2</sup>,  $\tau_c = 3,1 \cdot 10^6$  Н/м<sup>2</sup>. Для каждого образца погрешность определения коэффициента трения  $k$  и величины  $p_c$  не превосходила 10%, а величины  $\tau_c$  — 2,5%. Разброс значений

$k$ ,  $p_c$  и  $\tau_c$  для различных образцов из полиэтилена в среднем не превышал 10% при надежности 0,9. Для образцов из капролона разброс значений  $k$  также составлял 10%, в то время как разброс  $p_c$  и  $\tau_c$  доходил до 15%.

Полученные результаты подтвердили справедливость гипотезы С. С. Григоряна [11] о том, что напряжение трения на контакте твердых тел (горных пород, грунтов, снежных лавин, ледников и т. д.) ограничено сдвиговой прочностью менее прочного материала. Как следует из фиг. 1, при давлениях, превышающих предел текучести образца, напряжение трения на контакте со стенкой канала остается неизменным. Существенно различный характер материалов фрикционных пар, обследованных в [11] и описанных выше, позволяет считать новый закон трения справедливым во всех случаях скольжения одного (менее прочного) материала по поверхности другого (более прочного).

3. С целью определения реального закона горения пороха экспериментально исследована зависимость давления от времени в камере постоянного объема с установленными в ней пьезоэлектрическим и крешерным датчиками давления.

В экспериментах применялся порох с цилиндрическими зёрнами, имеющими семь каналов и удвоенную толщину свода  $0,4 \cdot 10^{-3}$  м. Типичная осциллограмма давления приведена на фиг. 2 (масштаб по оси  $p = 0,79 \times 10^8$  Н/м<sup>2</sup>·дел., по оси  $t = 2,26$  мс/дел.). Погрешность измерения составляла не более 3% с надежностью 0,9. Различия показаний пьезокварцевого и крешерного датчиков при измерении максимальных давлений не превышали 4%.

В соответствии с [9] из осциллограмм давления была получена информация о реальном процессе газообразования при горении пороха в замкнутом объеме. По величинам максимальных давлений  $p_1^*$  и  $p_2^*$  для двух значений веса заряда пороха  $\omega_1$  и  $\omega_2$  были определены коэфф. пороховых газов  $\alpha = 1,1 \cdot 10^{-4}$  м<sup>3</sup>/Н и сила пороха  $f = 1,3 \cdot 10^5$  м. Значения  $\omega_1 = 0,254$  Н и  $\omega_2 = 0,44$  Н выбирались таким образом, чтобы величины  $p_1^* = 1,04 \cdot 10^8$  Н/м<sup>2</sup> и  $p_2^* = 1,91 \cdot 10^8$  Н/м<sup>2</sup> соответствовали диапазону давлений в пороховой камере баллистической установки. При определении величин  $p^*$  учитывалось уменьшение давления, обусловленное теплоотдачей стенкам камеры. Найденные значения  $\alpha$  и  $f$  были затем использованы для определения зависимости относительной весовой доли сгоревшего пороха

$\Psi$  от времени  $t$  и функции  $\Gamma = \frac{1}{p} \frac{d\Psi}{dt}$ , описывающей процесс газообразования. На фиг. 3 представлены значения функции  $\Gamma$ , полученные для двух различных плотностей заряжения  $\omega/W_0 = 0,72 \cdot 10^3$  и  $1,24 \cdot 10^3$  Н/м<sup>3</sup> (точки 1 и 2 соответственно), где  $W_0$  — объем камеры. Хотя форма зерен пороха соответствует прогрессивному закону горения, видно, что реальный процесс горения происходит депрессивно. Функция  $\Gamma$  допускает аппроксимацию вида

$$(3.1) \quad \Gamma = A_3(1 - \Psi)^{A_4},$$

где  $A_3 = 0,41 \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>/Н·с (кривая 3),  $A_3 = 0,35 \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>/Н·с (кривая 4)

и  $A_4 = 0,4$ . Сравнивая (3.1) с формулой геометрического закона горения пороха при линейной зависимости скорости горения от давления  $\Gamma = \kappa \sigma_f / I$  (где  $\kappa$  — постоянная, зависящая от формы зерна,  $\sigma_f$  — относительная площадь поверхности горящего пороха,  $I$  — полный импульс давления пороховых газов за все время горения), получим  $\sigma_f = (1 - \Psi)^{A_4}$ ,  $A_3 = \kappa / I$ . Отсюда следует, что для реального процесса горения, примененного в опытах семиканального пороха можно ввести эффективную величину импульса, которая при  $\kappa = 0,72$  составляет  $I = (0,175 - 0,205) \times 10^6$  Н·с/м<sup>2</sup>. В то же время величина полного импульса, полученная интегрированием давления по времени, составляет  $0,53 \cdot 10^6$  Н·с/м<sup>2</sup> с погрешностью, не превосходящей 8% при надежности 0,9. Это указывает на существенное отличие реального закона горения в замкнутом объеме от геометрического.

4. В расчетах первой ступени баллистической установки, схема которой приведена в [1,2], использован закон газообразования при горении пороха в форме (3.1). Дополнительно предполагалось, что  $\omega/mg \leq 1$  ( $m$  — масса поршня,  $g$  — ускорение свободного падения). Это позволило использовать термодинамическое приближение [12].

Газодинамические процессы в пороховых газах в безразмерных переменных описываются следующей системой уравнений:

$$(4.1) \quad \frac{d\Psi}{dt} = p(1 - \Psi)^{A_4}, \quad \frac{dp}{dt} = \begin{cases} \frac{h_1 \frac{d\Psi}{dt} [1 + (h_2 - h_3) h_1^{-1} p] - \gamma p v}{1 + x_1 - h_2 \Psi - h_3 (1 - \Psi)}, & \Psi < 1, \\ -\frac{\gamma p v}{1 + x_1 - h_2}, & \Psi = 1. \end{cases}$$

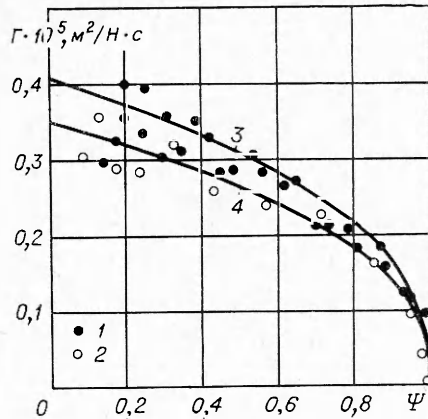
Движение поршня в случае  $p_1 < p_c$  и  $p_2 = 0$  описывается уравнением (2.6), которое в безразмерных переменных имеет вид

$$(4.2) \quad v = dx_1/dt, \quad dv/dt = h_4 p k [\exp(4kl/d) - 1]^{-1},$$

где, согласно [5],  $p_1 = p(1 + k_1 \omega/mg)^{-1}$ .

При  $p_1 \geq \tau_c/k = p_c$ , разрешая (2.10) относительно  $p_1$  и дифференцируя полученное выражение по времени, с учетом (4.1) будем иметь

$$(4.3) \quad v = \frac{dx_1}{dt}, \quad a = \frac{dv}{dt}, \quad \frac{da}{dt} = \frac{h_7 a \frac{dp}{dt} (1 + k_1 \omega/mg)^{-1}}{1 + h_6 a [h_5 - \ln(1 + 1/ah_6)]}.$$



Фиг. 3

Начальные условия для системы (4.1), (4.2) имеют вид

$$(4.4) \quad t = 0, \quad x_1 = 0, \quad v = 0, \quad p = p_f, \quad \Psi = \frac{(1 - h_3)(p_f - 1)}{h_1 + (h_2 - h_3)(p_f - 1)}.$$

Для системы уравнений (4.1), (4.3) в качестве начальных значений использованы величины безразмерных параметров, полученные из решения системы (4.1), (4.2) при  $p_1 = p_c$ .

В формулах (4.1)–(4.4) использованы следующие обозначения для размерных величин:  $p_0 p$  — давление,  $t_0 t$  — время,  $x_1 L_1$  — координата заднего торца поршня,  $v L_1 / t_0$  — скорость поршня,  $a L_1 / t_0^2$  — ускорение поршня,  $t_0 = (p_0 A_5)^{-1}$ ,  $L_1$  — длина пороховой камеры,  $L_2$  — длина ствола установки,  $p_0$  — начальное давление в камере,  $p_0 p_f$  — давление форсирования для поршня,  $p_0 \tau_c$  — максимальное напряжение трения. Кроме того, в них фигурируют безразмерные параметры

$$h_1 = f \omega / p_0 W_0, \quad h_2 = \alpha \omega / W_0, \quad h_3 = \omega / \delta W_0, \quad L_2 / L_1, \\ h_4 = \frac{4(1 + k_1 \omega / mg)^{-1}}{p_0 L_1 d \rho A_3^2}, \quad h_5 = bl, \quad h_6 = \frac{\rho d L_1}{4 t_0^2 p_0 \tau_c}, \quad h_7 = \frac{bd}{4 \tau_c},$$

показатель адиабаты пороховых газов  $\gamma$  и коэффициент  $k_1 = 0,5$ .

Численные расчеты выполнены на ЭВМ применительно к экспериментальной установке с поршнем из полиэтилена ( $L_1 = 0,432$  м,  $L_2 = 5,45$  м,  $d = 0,034$  м,  $l = 0,228$  м,  $m = 0,204$  кг,  $p_0 = 10^4$  Н/м<sup>2</sup>,  $p_0 p_f = 5 \cdot 10^6$  Н/м<sup>2</sup>). Пороховой заряд характеризовался следующими значениями констант:  $\omega_1 = 0,98$  Н,  $\omega_2 = 1,22$  Н,  $\delta = 0,157 \cdot 10^5$  Н/м<sup>3</sup>,  $\gamma = 1, 2$ ,  $\alpha = 1,1 \cdot 10^{-4}$  м<sup>3</sup>/Н,  $f = 1,3 \cdot 10^5$  м,  $A_3 = 0,41 \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>/Н·с,  $A_4 = 0,4$ .

В таблице приведены результаты расчета максимального давления пороховых газов  $p^*$  и дульной скорости поршня  $v^*$  при различных предположениях о трении поршня и горении пороха. Там же даны значения  $p^*$ , измеренные с помощью описанной в п. 3 аппаратуры, и величины  $v^*$ , измеренные фотоэлектрической системой [13] с погрешностью не более 0,15%.

Расчетные значения  $p^*$ , полученные с учетом развитой выше модели трения поршня и реального закона горения пороха, отличаются от экспериментальных на 3 и 19%. Так как величина давления весьма чувствительна к виду законов трения поршня и горения пороха, отмеченное со-

№ п/п	Трение поршня о стенки канала ствола	Закон горения	$\omega$ , Н	$v^* \cdot 10^{-3}$ , м/с	$p^* \cdot 10^{-8}$ , Н/м <sup>2</sup>
				0,98 1,22	1,55 2,64
1	Учтено	Реальный	0,98	0,844	1,27
			1,22	0,913	2,13
2	Отсутствует	Реальный	0,98	1,48	0,66
			1,22	1,38	1,05
3	Учтено	Геометрический $I=0,215 \times 10^6$ Н·с/м <sup>2</sup>	0,98	0,961	1,55
			1,22	1,07	2,64
4	Эксперимент		0,98	0,97	1,52
			1,22	1,12	2,07

ответствие расчетных и экспериментальных значений  $p^*$  следует признать удовлетворительным. В то же время экспериментальные значения  $v^*$  соответственно на 15 и 22% больше расчетных. Это, по-видимому, связано с тем, что максимальная величина напряжения трения уменьшается с ростом скорости. На величину  $p^*$  этот эффект должен влиять слабее, так как максимальное давление в газе достигается на начальной стадии движения поршня (при  $x_1 L_1 \approx 0,24$  м и  $t_{\delta t} \approx 2,7 \cdot 10^{-6}$  с), когда его скорость еще невелика. Однако имеющихся сейчас весьма ограниченных сведений о высокоскоростном трении полимеров по стали [14] недостаточно для уточнения расчетов баллистических установок. Этот вопрос требует специальных дополнительных исследований.

При реальном законе горения пороха и отсутствии трения расчетная величина  $v^*$  на 23% больше экспериментальной, а давление в 2,0—2,3 раза меньше зафиксированного в опытах. Эти результаты наглядно показывают, что трение поршня оказывает существенное влияние на внутреннюю баллистику и должно обязательно учитываться в расчетах.

Для оценки пригодности геометрического закона горения пороха при переменном объеме была проведена серия расчетов с учетом трения при различных значениях  $I$ . Определена величина  $I = 0,215 \cdot 10^6$  Н·с/м<sup>2</sup> (см. таблицу, п. 3), обеспечивающая наилучшее согласование расчетных и экспериментальных значений  $p^*$  и  $v^*$ . Эта величина сильно отличается от интегрального импульса  $I = 0,53 \cdot 10^6$  Н·с/м<sup>2</sup>, т. е. геометрический закон горения для использованного в экспериментах типа пороха не выполняется.

Авторы выражают благодарность С. С. Григоряну за внимание к работе и полезные советы при обсуждении ее результатов и Г. Н. Сунцову за помощь в проведении экспериментальных исследований.

Поступила 6 IX 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Чернявский С. Ю., Пилюгин Н. Н. Расчет параметров легкогазовой баллистической установки. — Научн. труды Ин-та механики МГУ, 1975, № 39, с. 73—92.
2. Пилюгин Н. Н., Чернявский С. Ю. Расчет газодинамических параметров двухступенчатой легкогазовой баллистической установки с деформируемым поршнем. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1976, № 1, с. 69—75.
3. Piacesi R., Gates D. F., Seigel A. E. Computer analysis of two-stage hypervelocity model launchers. — In: Proc. 6th Sympos. on Hypervelocity Impact. Vol. 1. 1963.
4. Златин Н. А., Красильщиков А. П., Мишин Г. И., Понов Н. П. Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях. М., «Наука», 1974.
5. Murphy J. V. R., Badhwar L. K., Lavoie G. A. Interior ballistics calculations systems for light gas guns and conventional guns. — In: The fluid dynamics aspects of ballistics. AGARD Conf. Proc. N 10, 1966.
6. Броуд Г. Л., Эпстром Дж. Внутренняя баллистика, появление вспышки и дымового облака. — В кн.: Расчеты взрывов на ЭВМ. М., «Мир», 1976.
7. Пеннележен Л. Исследования с помощью микроволнового интерферометра в ударных трубах со свободно движущимся поршнем. — В кн.: Современная техника аэродинамических исследований при гиперзвуковых скоростях. М., «Машиностроение», 1965.
8. Teng R. N. Advances in light gas gun model-launching techniques. — «AIAA J.», 1967, N 11.
9. Серебряков М. Е. Внутренняя баллистика ствольных систем и пороховых ракет. М., Оборонгиз, 1962.
10. Айбиндер С. Б., Алкене К. П., Тюнина Э. Л., Лака М. Г. Свойства полимеров при высоких давлениях. М., «Химия», 1973.



11. Григорян С. С., Остроумов А. В. Математическое моделирование движения снежных лавин.— В кн.: Доклады Международной конференции по гляциологии. Кембридж, 1976.
12. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., «Наука», 1971.
13. Чернявский С. Ю. Аппаратура, применяемая в баллистической трассе для измерения скорости летящих моделей и синхронизации.— ПТЭ, 1976, № 3.
14. Боуден Ф. П., Тейбор Д. Трение и смазка твердых тел. М., «Машиностроение», 1968.

УДК 537.581

### О СТРУКТУРЕ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО БАРЬЕРА НА ГРАНИЦЕ МЕТАЛЛА

А. А. Поротников, Б. Б. Родневич

(Москва)

В работе [1] рассмотрены особенности автоэлектронной эмиссии в плазму дугового разряда ( $F - P$ -эмиссия), связанные с нелинейностью изменения потенциала в прикатодном слое; показано, что в том случае, когда в прикатодном слое можно пренебречь плотностью отрицательного заряда электронов, плотность тока  $F - P$ -эмиссии может более чем на порядок отличаться от плотности тока автоэлектронной эмиссии в вакуум, полученной по выражению Нордгейма — Фаулера. Для случая, когда прикатодное падение потенциала  $V_c$  равно работе выхода катода  $\phi$ , модуль логарифма прозрачности потенциального барьера увеличивается на 20% и плотность тока эмиссии может уменьшиться на значительную величину. Аналогичное изменение плотности тока может происходить и при других соотношениях между величинами  $V_c$  и  $\phi$ . В данной работе рассмотрим эти вопросы более подробно для случаев, когда плотностью отрицательного объемного заряда пренебречь нельзя.

Распределение потенциала в прикатодной области дугового разряда обычно получают из решения уравнения Пуассона в предположениях Ленгмюра — Маккоуна

$$(1) \quad \frac{dV}{dx} = \sqrt{16\pi j_i \left( \frac{MV_c^{1/2}}{2e} \right) \left\{ \left( 1 - \frac{V}{V_c} \right)^{1/2} + q \left[ \left( \frac{V}{V_c} \right)^{1/2} - 1 \right] \right\}},$$

где  $M$  — атомный вес иона;  $e$  — заряд электрона;  $j_i$  — плотность ионного тока на катоде;  $j_e$  — плотность электронного тока на катоде;  $q = (j_e/j_i) \times \sqrt{m/M}$ .

Следуя [1], рассмотрим два случая.

1. При  $V_c \geq \phi$  выражение для прозрачности потенциального барьера  $Q$  запишется в виде

$$(2) \quad Q_{F-P} = \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{\phi - e/4x - V(x)} dx,$$

где  $x_1$  и  $x_2$  — корни уравнения

$$(3) \quad \phi - e/4x - V(x) = 0;$$

$V(x)$  — решение уравнения (1).