ЛИТЕРАТУРА

1. *George E. E.* A new method of making transmission loss formulas directly from digital power flow Studies//IEEE Trans. — PAS — 79. — 1960. — № 46. — P. 1567—1573.
2. *Carpendier J. J.* Contribution a letude du dispatching economiquee//Bull de la soc. Franc. des Electr. — 1962. — V. 3. — Ser. 8. — P. 431—447.
3. *Carpentier J. J., Siroux J. J.* Loptimisation do la production a lelectricite de France//Bull. de la soc. Franc. des Electr. 1963. — Vol. 39. — Ser. 2. — P. 121—129.
4. *Van Nes J. E.* A note on incremental loss computation//IEE Trans. — PAS 82. — 1963. — P. 735—739.
5. *Dopazo J. F., Klitin O. A., Stagg G. W., Watson M. M.* An optimization technique for real and reactive power allocation//IEEE Trans. — PAS 101. — 1967. — № 11. — P. 1877—1885.
6. *Meyer W. S., Albertson V. D.* Impoved loss formulas computation by optimaliy ordered elimination techniques//IEEE Trans. — PAS—90. — 1971. — № 1. — P. 62—69.
7. *Хачатрян В. С.* К вопросу об определении производных от потерь активной мощности по активным мощностям отдельных станций//Электричество. — 1967. — № 2. — С. 22—25.
8. *Аракелян В. П., Эль Саид И. М.* Формулы потерь мощностей электроэнергетических систем // Изв. АН Армении. Сер. Т. Н.—1992.—Т. 44, № 2.—С. 19—24.
9. *Хачатрян В. С., Этмекчян Э. А., Аракелян В. П.* Об одном упрощенном методе расчета установившегося режима электроэнергетической системы // Электричество. — 1992.—№ 2.—С. 15—22.

ЕрПИ 5. IX. 1991

Изв. НАН Армении (сер. ТН), т. XLVI, № 2—3, 1993, с. 82—86.

ЭНЕРГЕТИКА

УДК 533.6.001.622

С. И. ЦАТУРЯН, С. С. МАРКЕЛОВ

К ЗАДАЧЕ О ПРОЦЕССЕ ПОЛНОЙ СТАБИЛИЗАЦИИ ГАЗОВОГО ПОТОКА В МАГИСТРАЛЬНОМ ГАЗОПРОВОДЕ ПРИ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ РАБОТЫ

Дифференциальные уравнения неизотермического неустановившегося движения газа в магистральном газопроводе при квадратичном законе сопротивления решены методом разделения переменных. Получены законы изменения расхода и давления газа в любом сечении газопровода для любого момента времени, из которых легко находится время полной стабилизации газового потока.

Библиогр.: 5 назв.

Գլխավոր գազամուղում գազի չհաստատված ոչ իզոթերմիկ շարժումը բնութագրող դիֆֆերենցիալ հավասարումները դիմադրության քառակուսային օրենքի առկայության դեպքում լուծված են փոփոխականների անջատման մեթոդով։ Ժամանակի ցանկացած ակնթարթի և գազամուղի ցանկացած հատույթի համար ստացված են գազի ծախսման և ճնշման փոփոխման օրենքները, որոնցից դժվար չէ որոշել գազի հոսանքի լրիվ կայունության ժամանակը։

Неустановившееся неизотермическое движение газа в магистральном газопроводе при квадратичном законе сопротивления описывается следующей системой дифференциальных уравнений [1, 2]:

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{\lambda u^2}{2D}, \qquad \frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial (\rho u)}{\partial x} = -\frac{\partial G}{s\partial x},$$
$$\frac{dT}{dx} = \frac{\pi D \alpha_c}{C_p G_0}(T_н - T), \qquad p = RT\rho, \qquad G = s\rho u. \tag{1}$$

Здесь p, ρ, u — средние значения по сечению соответственно давления, плотности и скорости газового потока; R — газовая постоянная; T и $T_н$ — абсолютная температура газового потока и окружающей среды; S — площадь поперечного сечения газопровода, λ — безразмерный коэффициент сопротивления, G — массовый расход газа, α_c — суммарный коэффициент теплообмена; C_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении, x — координата, отсчитываемая вдоль газопровода, t — время, D — диаметр трубы.

При стационарном неизотермическом режиме работы газопровода решение системы уравнений (1) при граничных условиях $p|_{x=0} = p_н$, $p|_{x=l} = p_к$, $T|_{x=0} = T_0$ = const имеет вид

$$P_0(x) = p_0^2(x) = [(p_н^2 - p_к^2)\exp(-b_1 x) + p_к^2 - p_н^2\exp(-b_1 l)]/[(1-\exp(-b_1 l)],$$
$$T = T_0(x) = T_0\exp(b_1 x), \qquad \rho = \rho_0(x) = p_0(x)/RT_0(x), \tag{2}$$
$$b_1 = \pi D\alpha_c/C_p G_0, \qquad G = G_0 = \text{const},$$

где $p_н$, $p_к$ — соответственно давление газа в начале ($x = 0$) и в конце ($x = l$) газопровода, G_0 — расход газа, l — длина газопровода, T_0 — абсолютная температура газового потока в начале трубопровода.

Для упрощения решения и расчетов принято $T_н = 0$.

Систему уравнений (1) с помощью элементарных преобразований приведем к виду

$$\frac{\partial G}{\partial t} = \frac{2RT_0D}{\lambda u}\frac{\partial}{\partial x}\left(e^{-b_1 x}\frac{\partial G}{\partial x}\right), \tag{3}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{RT_0}{S}e^{-b_1 x}\frac{\partial G}{\partial x}. \tag{4}$$

Следуя работе [3], где рассматривается задача о неустановившемся движении газа в трубопроводах с учетом реальных свойств газа, скорость u в уравнении (3) заменим через $u_{ср}$,

$$u_{ср} = \frac{2}{3}(u_0 + u_1), \tag{5}$$

где u_0 и u_1 — наибольшая и наименьшая скорости газа при неустановившемся движении.

Предположим, что газопровод работал при стационарном режиме с расходом G_0. В момент времени $t=0$ произошло одновременное прекращение подачи и отбора газа, т. е.

$$G\big|_{t=0} = G_0, \qquad G\big|_{x=0} = 0, \qquad G\big|_{x=l} = 0. \tag{6}$$

Суть настоящей работы заключается в следующем: при краевых условиях (6) с учетом (5) решить уравнения (3) и (4) с целью исследования процесса стабилизации газового потока, т. е. получить законы изменения расхода и давления газа в любом сечении газопровода для любого момента времени. Следуя [4], для удобства введем безразмерные величины, приняв

$$G = G_0 G^*, \qquad x = lz, \qquad t = t_0 t^*, \qquad p = p_н p^*, \tag{7}$$

где G_0, l, t, $p_н$ — соответственно характерные расход, длина, время и давление. За характерные параметры приняты: расход газа G_0 при $t < 0$, длина газопровода l, давление газа $p_н$ при $(x = 0)$ стационарном изотермическом режиме работы. Для характерного времени из уравнения (3) получим

$$t_0 = \frac{\lambda u_{ср} l^2}{RT_0 D}. \tag{8}$$

После перехода к безразмерным величинам уравнения (3) и (4) соответственно принимают вид

$$\frac{\partial G}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}\left(e^{-bz}\frac{\partial G}{\partial z}\right), \tag{9}$$

$$p(z,\ t) = p_0(z) - Ae^{-bz}\int\limits_0^t \frac{\partial G}{\partial z}\,dt, \tag{10}$$

где

$$b = b_1 l, \qquad A = \frac{\lambda u_{ср} l G_0}{s p_н D}, \qquad p_0(z) = \sqrt{c + ae^{-bz}},$$

$$a = \frac{1-k^2}{1-e^{-b}}, \qquad c = \frac{k^2 - e^{-b}}{1-e^{-b}}, \qquad k = \frac{p_k}{p_н} < 1,$$

а краевые условия (6) записываются в виде

$$G\big|_{t=0} = 1, \qquad G\big|_{z=0} = 0, \qquad G\big|_{z=1} = 0. \tag{11}$$

Здесь и в дальнейшем для простоты звездочки опущены.

Выражения (9) и (11) в силу подстановки

$$G = yQ, \qquad y = \frac{2}{b}\exp(bz/2) \tag{12}$$

соответственно принимают вид

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial y^2} + \frac{1}{y}\frac{\partial Q}{\partial y} - \frac{Q}{y^2} = \frac{\partial Q}{\partial t}, \tag{13}$$

$$Q\big|_{t=0}=\frac{1}{y}, \quad Q\big|_{y=y_1}=0, \quad Q\big|_{y=y_2}=0, \quad y_1=\frac{2}{b}, \quad y_2=\frac{2}{b}e^{b/2}. \quad (14)$$

Решая уравнение (13) при краевых условиях (14) методом разделения переменных, получаем

$$Q=\frac{1}{y_1y_2}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{J_1(\mu_n y_2)[y_2J_1(\mu_n y_2)-y_1J_1(\mu_n y_1)]}{[J_1^2(y_1\mu_n)-J_1^2(y_2\mu_n)]}\times$$

$$\times[J_1(\mu_n y_1)Y_1(\mu_n y)-Y_1(\mu_n y_1)J_1(\mu_n y)]e^{-\mu_n^2 t}, \qquad (15)$$

где μ_n $(n=1,\ 2,\ 3,\ \ldots)$ — корень уравнения

$$J_1(\mu_n y_1)Y_1(\mu_n y_2)-Y_1(\mu_n y_1)J_1(\mu_n y_2)=0,$$

$J_1(\zeta)$, $Y_1(\zeta)$ $(\zeta=\mu_n y_1,\ \mu_n y_2,\ \mu_n y)$ — функции Бесселя первого порядка первого и второго родов.

Из (15) с учетом (12) для определения расхода газа получим

$$G(z,\ t)=e^{b(z-1)/2}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{J_1(\gamma_n e^{b/2})[e^{b/2}J_1(\gamma_n e^{b/2})-J_1(\gamma_n)]}{[J_1^2(\gamma_n)-J_1^2(\gamma_n e^{b/2})]}\times$$

$$\times[J_1(\gamma_n)Y_1(\gamma_n e^{bz/2})-Y_1(\gamma_n)J_1(\gamma_n e^{bz/2})]e^{-\gamma_n^2 b^2 t/4}, \qquad (16)$$

где $\gamma_n=y_1\mu_n$ $(n=1,\ 2,\ 3,\ \ldots)$ — корни трансцендентного уравнения

$$J_1(\gamma_n)Y_1(\gamma_n e^{b/2})-Y_1(\gamma_n)J_1(\gamma_n e^{b/2})=0,$$

γ_n $(n=1,2,\ldots)$ по порядку абсолютных величин даются формулой (5)

$$\gamma_n=\delta+\frac{\Delta}{\delta}-\frac{q-\nabla^2}{\delta^3}+\cdots, \qquad \delta=\frac{n\pi}{r-1}, \qquad \Delta=\frac{3}{8r},$$

$$q=\frac{12(r^3+r+1)}{128r^3}, \qquad r=e^{b/2}.$$

На основе (10) и в силу (16) для определения давления имеем:

$$p(z,\ t)=p_0(z)-\frac{2A}{e^{b/2}}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{J_1(\gamma_n e^{b/2})[e^{b/2}J_1(\gamma_n e^{b/2})-J_1(\gamma_n)]}{\gamma_n[J_1^2(\gamma_n)-J_1^2(\gamma_n e^{b/2})]}\times$$

$$\times[J_1(\gamma_n)Y_0(\gamma_n e^{bz/2})-Y_1(\gamma_n)J_0(\gamma_n e^{bz/2})](1-e^{-\gamma_n^2 b^2 t/4}), \qquad (17)$$

где $J_0(\zeta)$, $Y_0(\zeta)$ $(\zeta=\gamma_n e^{bz/2},\ 0\leqslant z\leqslant 1)$ — функция Бесселя нулевого порядка первого и второго родов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Чарный И. А.* Неустановившееся движение реальной жидкости в трубах.— М.: Гостехиздат, 1951.—223 с.
2. Неизотермическое течение газа в трубах / Под ред. О. Ф. Васильева. — Новосибирск: Наука, 1978.—128 с.
3. *Чарный И. А.* Основы газовой динамики. — М.: Гостехиздат, 1961. — 200 с.
4. *Цатурян С. И., Маркелов С. С.* К задаче о нестационарных движениях газа в магистральных газопроводах // Изв. вузов. Нефть и газ.—1972.—№ 10. — С. 77—82.
5. *Грей Э., Метьюз Г. Е.* Функции Бесселя и их приложение к физике и механике. — М.: ИЛ, 1953.—371 с.

Тульский политех. ин-т 29. III. 1991

Изв. НАН Армении (сер. ТН), т. XLVI, № 2—3, 1993, с. 86—88.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 535.211

С. М. АВАНЕСЯН, Л. С. АСЛАНЯН

ИЗМЕРЕНИЕ СКОРОСТИ ЗВУКА В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТЕКЛАХ МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ

Работа посвящена экспериментальному исследованию лазерной генерации акустических импульсов в металлических стеклах. Измерена скорость распространения акустических импульсов.

Ил. 3. Библиогр.: 2 назв.

Աշխատանքը նվիրված է մետաղական ապակիներում լազերային ճառագայթման օգնությամբ ձայնային ազդակների գրգռման հետազոտությանը։ Չափված է ձայնային ազդակների տարածման արագությունը։

Металлические стекла обладают рядом свойств: высокая магнитная проницаемость, механическая вязкость, высокий предел текучести и независящая от температуры электропроводность [1], благодаря которым они могут найти широкое техническое применение.

В данной работе приводятся результаты лазерного возбуждения акустических импульсов в металлическом стекле $FeCr_{4,3}B_{16,7}$. При применении оптико-акустической спектроскопии для исследования металлических стекол возникает ряд трудностей. В частности, из-за специфики технологии изготовления получаются образцы металлического стекла в виде тонких пленок толщиной 100 *мкм*, т. е. практически исключается возможность исследования образцов в объеме. В этом случае при соблюдении некоторых экспериментальных условий существенным становится волноводный характер распространения акустических волн. Некоторые теоретические аспекты этого вопроса были рассмотрены в [2].