УДК 533.7

О НЕСТАЦИОНАРНОМ СКОЛЬЖЕНИИ ГАЗА ВБЛИЗИ БЕСКОНЕЧНОЙ ПЛОСКОСТИ ПРИ ДИФФУЗНО-ЗЕРКАЛЬНОМ ОТРАЖЕНИИ МОЛЕКУЛ

М. М. Кузнецов

(*Москва*)

На основе «двухпоточной» аппроксимации для функции распределения получено приближенное аналитическое решение задачи Рэлея, описывающее (для любого момента времени) нестационарное скольжение разреженного газа вблизи поверхности с диффузно-зеркальным отражением молекул. При решении задачи предполагалось, что характерное значение макроскопической скорости газа мало по сравнению со скоростью звука. Установлена приближенная аналогия с распространением свободных колебаний в электрической линии бесконечной длины. Исследован предельный переход $\sigma \to 0$ (σ — доля диффузно-отраженных частиц) в точном решении уравнения Больцмана. Показано, что при $\sigma \ll 1$ скорость скольжения для любого момента времени определяется из гидродинамических уравнений движения. Исследована неоднозначность предельных переходов ($t \to \infty$, $\sigma \to 0$; $\sigma \to 0$, $t \to \infty$) при определении скорости теплового скольжения.

Задача Рэлея для движущейся плоскости при диффузно-зеркальном отражении молекул. Рассмотрим задачу о нестационарном движении газа, ограниченного бесконечной плоскостью, которая внезапно приводится в равномерное движение (параллельно самой себе) с постоянной скоростью w. Решение этой задачи в рамках теории сплошной среды было дано в [1, 2]. На основе кинетической теории газов это нестационарное течение исследовалось в работах [3—9]. В данной статье рассмотрен случай импульсивного движения бесконечной плоскости при диффузно-зеркальном отражении молекул. Дано приближенное аналитическое решение задачи, которое обобщает решение, полученное в работе [5] для случая чисто диффузного отражения молекул.

Схема диффузно-зеркального отражения молекул рассматривалась также в работах [3, 6, 9]. В отличие от результатов этих работ, справедливых в области асимптотически малых ($t/t_c \ll 1$) или больших ($t/t_c \gg 1$) интервалов времени t/t_c (t_c — время свободного пробега), предлагаемое решение описывает поведение газа в произвольный момент времени t* от начала движения бесконечной плоскости ($y=0$).

Предположим, что скорость w плоскости мала по сравнению со скоростью звука в газе. В этом случае кинетическое уравнение Больцмана для функции распределения $f(\mathbf{c}, y, t)$ может быть линеаризовано по параметру w/v_w, $\left(v_w = \sqrt{\frac{2kT_w}{m}}\right)$

$$\partial\varphi/\partial t + c_y \partial\varphi/\partial y = \mathscr{L}[\varphi]. \tag{1}$$

Здесь φ — поправка к равновесной функции $f^{(0)}$ для покоящегося газа, $\varphi \sim w v_w^{-1}$, $f = f_w^{(0)}(1+\varphi)$; y — расстояние по нормали к плоскости $y=0$; $\mathbf{c}$ — скорость молекулы; $\mathscr{L}[\varphi]$ — линеаризованный интеграл столкновений [10].

* В работе [3] в диапазоне $t/t_c \sim 1$ было построено интерполяционное решение. Однако с помощью этой интерполяции не удалось определить скорость газа $u(t, y)$ при $t/t_c \sim 1$ и $y > 0$.

В качестве кинетического граничного условия на стенке $y=0$ примем, что часть $(1-\sigma)$ падающих молекул отражается зеркально, а другая часть (σ) отражается диффузно с максвелловским распределением при температуре стенки T_w. Тогда для поправки φ при $y=0$ будем иметь

$$\varphi(c_y>0,\ t,\ y=0)=(1-\sigma)\ \varphi(c_y<0,\ t,\ y=0)+2\sigma\bar{w}\zeta_x, \tag{2}$$

$$\text{где } \bar{w}=wv_w^{-1};\quad \zeta_x=c_xv_w^{-1};$$

c_x — проекция скорости на направление, параллельное плоскости $y=0$.

Для приближенного решения уравнения (1) воспользуемся следующей аппроксимацией функции φ [5]:

$$\varphi=\begin{cases}\varphi^+=\varphi\,(c_y>0)=a_0^+\,(y)\,\zeta_x,\\ \varphi^-=\varphi\,(c_y<0)=a_0^-\,(y)\,\zeta_x.\end{cases} \tag{3}$$

Скорость газа u и поток импульса p_{xy} связаны с функциями a_0^+, a_0^- соотношениями

$$U=uv_w^{-1}=\frac{1}{4}\left(a_0^++a_0^-\right);\quad p_{xy}=\frac{a_0^+-a_0^-}{4\sqrt{\pi}}.$$

Умножим (1) на функции ζ_x, $\zeta_x\zeta_y$ и, используя аппроксимацию (3), осредним результат в пространстве скорости $\mathbf{c}$. Тогда для молекул Максвелла [10] будем иметь

$$\partial U/\partial\tau+\partial P/\partial Y=0;\quad \partial P/\partial\tau+\partial U/\partial Y=-P. \tag{4}$$

Здесь

$$\tau=t/t_c,\ Y=y\sqrt{2}/l_c,\ l_c=2\mu/\rho v_w,\ t_c=l_c/v_w,\ P=p_{xy}/(\sqrt{2}p_\infty).$$

Подставляя (3) в граничное условие (2), получим

$$\sigma U\,(\tau,y=0)+(2-\sigma)\sqrt{\frac{\pi}{2}}\,P\,(\tau,y=0)=\sigma\bar{w}. \tag{5}$$

Для решения системы уравнений (4) воспользуемся преобразованием Лапласа [11]

$$\hat{U}\,(Y,S)=\int_0^\infty e^{-S\tau}U\,(Y,\tau)\,d\tau;\quad \hat{P}=\int_0^\infty e^{-S\tau}Pd\tau. \tag{6}$$

Применяя преобразование (6) к уравнению (4) и учитывая начальные и граничные условия, получим

$$S\hat{U}+\partial\hat{P}/\partial Y=0;\quad S\hat{P}+\partial\hat{U}/\partial Y=-\hat{P}, \tag{7}$$

$$\hat{P}(Y\to\infty)=\hat{U}(Y\to\infty)=0, \tag{8}$$

$$\sigma\hat{U}\,(Y=0)+(2-\sigma)\sqrt{\frac{\pi}{2}}\,\hat{P}\,(Y=0)=\sigma\bar{w}S^{-1}. \tag{9}$$

Решение системы уравнений (7) с краевыми условиями (8), (9) имеет вид

$$\hat{U}\,(Y,S)=\frac{\sigma\bar{w}}{S}\,\frac{\sqrt{S+1}\exp(-\alpha Y)}{\sigma\sqrt{S+1}+(2-\sigma)\sqrt{\frac{\pi}{2}}\sqrt{S}};$$

$$\hat{P}\,(Y,S)=\frac{\sigma\bar{w}}{S}\,\frac{\sqrt{S}\exp(-\alpha Y)}{\sigma\sqrt{S+1}+(2-\sigma)\sqrt{\frac{\pi}{2}}\sqrt{S}},\quad \alpha=\sqrt{S\,(S+1)}.$$

Для определения прообразов функций $\hat{U}$ и $\hat{P}$, т. е. обращения преобразования Лапласа, воспользуемся контуром интегрирования в комплексной плоскости, показанном на фиг. 1.

После несложных преобразований получим

$$U = \bar{w}\theta \left[1 - \sqrt{\frac{2}{\pi}}\, \sigma (2-\sigma) \int_0^1 \frac{\sqrt{1-z^2}\, e^{-\tau z^2} \cos (Yz\sqrt{1-z^2})\, dz}{\sigma^2 + z^2\varepsilon^2} - \frac{2\sigma^2}{\pi} \int_0^1 \frac{\sqrt{1-z^2}\, e^{-\tau z^2} \sin (Yz\sqrt{1-z^2})\, dz}{z(\sigma^2 + z^2\varepsilon^2)} \right]; \tag{10}$$

$$P = \bar{w}\theta \left[\frac{2}{\pi}\sigma^2 \int_0^1 \frac{\sqrt{1-z^2}\, e^{-\tau z^2} \cos (Yz\sqrt{1-z^2})\, dz}{\sigma^2 + z^2\varepsilon^2} - \sqrt{\frac{2}{\pi}}\, \sigma (2-\sigma) \int_0^1 \frac{z e^{-\tau z^2} \sin (Yz\sqrt{1-z^2})\, dz}{\sigma^2 + z^2\varepsilon^4} \right], \tag{11}$$

где θ — функция Хевисайда [11],

$\theta = \theta(\tau - Y)$, $\theta(x > 0) = 1$, $\theta(x < 0) = 0$; $\varepsilon^2 = \frac{\pi}{2}(2-\sigma)^2 - \sigma^2$.

При $y=0$, $\sigma=1$ формулы (10), (11) совпадают с полученным ранее решением для случая диффузно-отражающей стенки [5].

Исследуем более детально зависимость $U(\tau, Y=0)$, $P(\tau, Y=0)$. Для интервала времени, много меньшего $t_c(\tau \ll 1)$, раскладывая подынтегральные выражения в (10), (11) в ряд по τ и учитывая табличные значения интегралов [12], будем иметь

$$U = \bar{w}\theta(\tau) \left[\frac{\sigma}{(2-\sigma)\sqrt{\frac{\pi}{2}} + \sigma} - \frac{\sigma(2-\sigma)\sqrt{\pi/2}\,\tau}{2[(2-\sigma)\sqrt{\pi/2} + \sigma]} + 0(\tau^2) \right];$$

$$P = \bar{w}\theta(\tau)\{(\sigma/(2-\sigma)\sqrt{\pi/2}) - (\sigma^2\tau/2[(2-\sigma)\sqrt{\pi/2} + \sigma]^2) + 0(\tau^2)\}.$$

Сравнение с точным решением уравнения (1) вблизи предела $\tau \to 0$ [9] $U(\tau, Y=0) = \frac{\sigma}{2} + \frac{\sigma(2-\sigma)}{8}\tau + 0(\tau^2)$; $P = 1 + 0(\tau)$ показывает, что различие в величине скорости $U(Y=0, \tau)$ не превышат 5%, а в величине P—10%. Эта точность может быть значительно повышена, как показано в работе [13] (при $\sigma=1$, $\tau \ll 1$), уже после первой итерации нулевого приближения (3).

Для интервалов времени, много больших $t_c(\tau \gg 1)$, после соответствующего упрощения формул (10), (11) получим

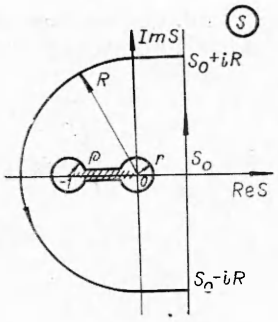
$$U(\tau, Y=0) = \bar{w}\theta(\tau)\left[1 - \frac{2-\sigma}{\sigma\sqrt{2\tau}} + 0\left(\frac{1}{\tau}\right)\right];$$

$$P(\tau, Y=0) = \bar{w}\theta(\tau)\left[\frac{1}{\sqrt{2\tau}} + 0\left(\frac{1}{\tau}\right)\right].$$

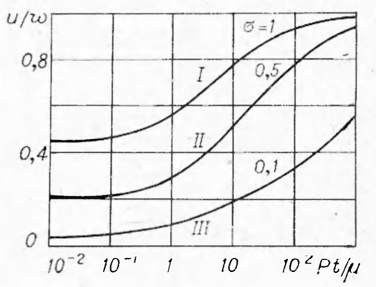
Время установления стационарного скольжения T_σ на плоскости с неполной аккомодацией ($\sigma < 1$) в σ^{-2} раз больше времени $T_1(\sigma=1)$

$T_\sigma/T_1 = \sigma^{-2}$.

Для определения значений функций $U(\tau, Y=0, \sigma)$, $P(\tau, Y=0, \sigma)$ в промежуточном диапазоне ($\tau \sim 1$) необходимо численное интегрирование зависимостей (10), (11).



Фиг. 1



Фиг. 2

Результаты расчетов (для различных σ) приведены на фиг. 2, 3.

В области $\sigma \ll 1$, переходя в формуле (10) к переменной $\xi = z\sigma^{-1}$, получим

$$U(\tau, Y=0, \sigma) = \bar{u}\theta(\tau)\left[1 - \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{\pi}}\int_0^\infty \frac{\exp(-\sigma^2\tau\xi)}{1+2\pi\xi^2}\,d\xi + O(\sigma)\right].$$

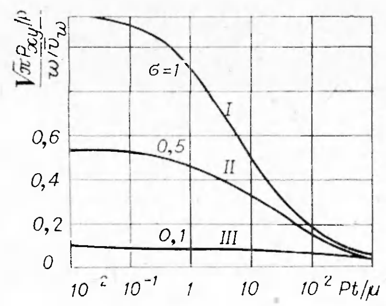
Аналогия с распространением свободных колебаний в электрической линии бесконечной длины. Дифференциальные уравнения, описывающие распространение свободных колебаний в электрической линии, имеют вид [14]

$$L\partial I/\partial t + \partial V/\partial y = -RI; \quad C\partial V/\partial t + \partial I/\partial y = GV, \tag{12}$$

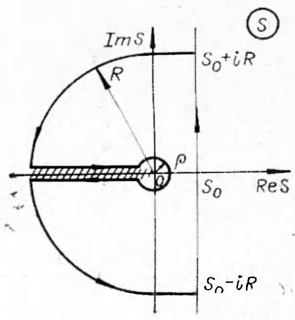
где L — индуктивность; C — емкость; G — утечка; R — омическое сопротивление (L, C, G, R — отнесены к единице длины); I — сила тока; V — напряжение.

Можно видеть, что системы уравнений (4), (12) совпадают, если положить $L=1$, $C=1$, $R=1$, $G=0$, $V=U$, $I=P$.

Начальные условия $U=P=0$ соответствуют разомкнутой линии в момент времени $t \leqslant 0$, а граничные условия (5), (8) — условиям на концах линии. Например, условие (8) соответствует отсутствию отраженной волны от конца линии, а условие (5) $V(t, y=0) = \varepsilon - z_0 I(t, y=0)$ означает, что ЭДС батареи $\varepsilon = \bar{w}$ складывается из ЭДС в начале линии $V(y=0)$ и падения напряжения на омическом сопротивлении $Z_0 \left(Z_0 = \sqrt{\frac{\pi}{2}\frac{2-\sigma}{\sigma}}\right)$.



Фиг. 3



Фиг. 4

Уравнения (12) могут быть сведены к одному телеграфному уравнению относительно V или I [14]

(13) $$\partial^2 V/\partial t^2 - \partial^2 V/\partial y^2 + \partial V/\partial t = 0.$$

Таким образом, решение системы уравнений (4) эквивалентно решению телеграфного уравнения (14), описывающего распространение свободных колебаний в электрической линии бесконечной длины.

Нестационарное скольжение вблизи поверхности с почти зеркальным отражением ($\sigma \ll 1$) молекул. В гидродинамическом решении задачи о скольжении (т. е. при $\tau \gg 1$) величина производной $\partial P/\partial t$ мала, поэтому уравнения (4) и граничное условие (6) принимают вид

(14) $$\partial U/\partial \tau + \partial P/\partial Y = 0; \quad \partial U/\partial Y = -P;$$

(15) $$\sigma V + (2 - \sigma)\sqrt{\pi/2} \ \partial U/\partial Y = \sigma \bar{w}.$$

Применяя преобразование Лапласа к соотношениям (14), (15), аналогично предыдущему получим

$$\hat{U} = \sigma \bar{w} \exp(-\sqrt{S}Y)/S[\sigma + (2 - \sigma)\sqrt{\pi/2}\sqrt{S}].$$

Оригинал изображения $\hat{U}$ может быть найден по таблицам [15]

(16) $$U = \bar{w}\left\{\operatorname{erfc}\left(\frac{Y}{\sqrt{2\tau}}\right) - \exp\left(\sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{\sigma Y}{2-\sigma}\right)\exp\left[\frac{2}{\pi}\frac{\sigma^2\tau}{(2-\sigma)^2}\right] \times \right.$$
$$\left. \times \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{\sigma\sqrt{\tau}}{2-\sigma} + Y/2\sqrt{\tau}\right)\right\}$$

или непосредственным интегрированием в комплексной плоскости вдоль контура, изображенного на фиг. 4,

(17) $$U = 1 - \frac{2\sigma\delta}{\pi}\int_0^\infty \frac{e^{-\tau z^2}\cos(Yz)\,dz}{\sigma^2 + z^2\delta^2} - \frac{2\sigma^2}{\pi}\int_0^\infty \frac{e^{-\tau z^2}\sin(Yz)\,dz}{z(\sigma^2 + z^2\delta^2)}.$$

Здесь $\delta^2 = \varepsilon^2 + \sigma^2$.

При $\sigma \to 0$ формулы (10), (17) совпадают. Таким образом, в области малых значений $\sigma(\sigma \ll 1)$ решение уравнений (4) стремится к гидродинамическому. Этот факт неслучаен. Покажем, что скольжение на почти зеркальной поверхности ($\sigma \ll 1$) становится заметно отличным от нуля лишь в гидродинамическом режиме скольжения ($\tau \gg 1$).

Умножим уравнение (1) на функцию $\varphi(t, \mathbf{c}, y)$ и проинтегрируем по всем переменным. Учитывая начальные и граничные условия для функции φ, получим

(18) $$\frac{1}{2}\int_0^\infty \langle\tilde{\varphi}^2\rangle\,dy - \int_0^\infty dy\int_0^T \langle\tilde{\varphi}\mathscr{L}[\tilde{\varphi}]\rangle\,dt = \frac{\sigma}{2}\int_0^T \int_{c_y>0} \zeta_y(2\zeta_x - \varphi^-) \times$$
$$\times [(2-\sigma)\varphi^- + 2\sigma\zeta_x]\,d\zeta dt,$$

где $\tilde{\varphi} = \varphi/w$, $\langle\varphi\rangle = \int e^{-\zeta^2}\varphi d\zeta$.

Левая часть равенства является положительно определенной величиной, поскольку $\langle\varphi\mathscr{L}[\varphi]\rangle < 0$ [10]. Поэтому при $\sigma = 0$ функции $\varphi = 0$. Кроме того, в силу (18) и неравенства

(19) $$\langle\varphi\mathscr{L}[\varphi]\rangle > \mu_1\langle\varphi^2\rangle, \quad \mu_1 = \text{const} > 0,$$

справедливого для «жестких» потенциалов [10], получим

(20) $$\int_0^\infty \langle \tilde{\varphi}^2 \rangle \, dy < \frac{\sigma t}{0,5+\mu_1}.$$

Таким образом, для моментов времени $\tau \sim 1$, скольжение (с точностью до величин порядка σ) отсутствует, а в диапазоне $\tau \gg 1$ соответствует гидродинамическому решению задачи.

В качестве второго примера рассмотрим задачу о нестационарном тепловом скольжении, сформулированную в работе [16]

(21) $$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + c_y \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \overline{T}_x c_x \left(\zeta^2 - \frac{5}{2} \right) = \mathscr{L}[\varphi];$$

(22) $$\varphi(y,\ t=0) = \varphi_t \zeta_x \overline{T}_x; \ \varphi(y=0,\ t,\ c_y > 0) = (1-\sigma)\varphi(c_y < 0).$$

Здесь $\overline{T}_x$ — градиент температуры в направлении x, «включаемый» в момент времени $t=0$ и поддерживаемый при $t>0$ постоянным по величине как в объеме газа ($y>0$), так и вдоль плоскости ($y=0$); $\overline{T}_x = T_w^{-1}\frac{dT}{dx}$, $\zeta_x \varphi_t \overline{T}_x$ — функция Энскога [10].

Можно видеть, что для функции $\psi = \varphi - \zeta_x \overline{T}_x \varphi_t$ уравнение (21) и условия (22) совпадают с соответствующими соотношениями задачи Рэлея, если в граничном условии (2) «источник» $2\sigma \zeta_x \overline{w}$ заменить на «сток» $\sigma \zeta_x \overline{T}_x \varphi_t$. Поэтому предыдущие выводы, полученные на основании соотношений (18)— (20), справедливы и для теплового скольжения при малых значениях параметра σ. Для определения функции $U(t, y)$ в этом случае необходимо найти решение гидродинамических уравнений (14) с краевым условием при $y=0$, полученным в ряде работ на основе решения стационарного варианта уравнения (1) в слое Кнудсена [16-18].

$$U(t, y=0) = \eta_{\text{и}} l \frac{\partial U(t, y=0)}{\partial y} + \eta_{\text{т}} l \overline{T}_x,$$

где $\eta_{\text{и}}$, $\eta_{\text{т}}$ — коэффициенты изотермического и теплового скольжения (порядка 1); l — длина среднего свободного пробега.

Аналогично соотношению (16) получим

$$U(\tau, Y) = \eta_{\text{т}} \overline{T}_x \left\{ \operatorname{erfc}\left(\frac{Y}{2\sqrt{\tau}} \right) - \exp\left(\frac{Y}{\eta_{\text{и}}} + \frac{\tau}{\eta_{\text{и}}^2} \right) \operatorname{erfc}\left(\frac{\sqrt{\tau}}{\eta_{\text{и}}} + \frac{Y}{2\sqrt{\tau}} \right) \right\}.$$

Отсюда, учитывая, что при $\sigma \to 0$ $\eta_{\text{т}} \approx \eta(\sigma=0)$ [16-18], $\eta_{\text{и}} \to \frac{2}{\sigma}\sqrt{\frac{\pi}{2}}$ [19], будем иметь

(23) $$U = \eta_{\text{и}} \overline{T}_x \left[1 - \exp\left(\frac{\tau\sigma^2}{2\pi} \right) \operatorname{erfc}\left(\frac{\sigma\sqrt{\tau}}{\sqrt{2\pi}} \right) \right].$$

Если момент времени τ задан, а $\sigma \to 0$, то в силу (23) $U \sim \sigma\sqrt{\tau} \to 0$.

Если задано значение σ, а $\tau \to 0$, то $U \sim 1 - \frac{\sqrt{2}}{\sigma\sqrt{\tau}} \to 1$.

Таким образом, стационарное тепловое скольжение на зеркальной стенке ($\sigma \to 0$) [16-18] следует понимать как предельное течение, достигающееся при $\tau \to \infty$, $\sigma \to 0$ [16].

Автор выражает благодарность В. В. Струминскому, В. Н. Жигулеву и В. П. Шидловскому за обсуждение данной работы.

Поступила 21 X 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. *Stokes G. G.* On the effect of internal friction of fluids on the motion of pendulums.— «Trans. Cambr. Phil. Soc., IX, 8 (1851). Math. and Phys. papers, Cambr.», 1901, p. 1—141.
2. *Rayleigh.* On the motion of solid bodies through viscous liquids.—«Phil. mag.», 1911, vol. 21, p. 697—711.
3. *Yang H. T., Lees L.* Rayleigh's problem at low Mach humber according to the kinetic theory of gases.—«J. Mathem. and Phys.», 1956, vol. 35, N 3, p. 195—235.
4. *Gross E. P., Jackson E. A.* Kinetic theory of the impulsive motion of an infinite plaue.—«Phys. Fluids», 1958, vol. 1, N 4, p. 318—328. Рус. пер. в сб. Механика, 1959, № 5.
5. *Кошмаров Ю. А.* Течение разреженного газа около стенки, внезапно приведенной в движение.—«Инж. журн.», 1963, т. III, вып. 3, с. 433—441; *Шидловский В. П.* Введение в динамику разреженного газа. М., «Наука», 1965.
6. *Ян Сюнь — Тяо, Лиз.* Проблема Рэлея для низких чисел Рейнольдса согласно кинетической теории газов.— В кн.: Газодинамика разреженных газов. М., ИЛ, 1963, с. 325—375.
7. *Trilling L.* Asymptotic solution of the Boltzmann — Krook equation for the Rayleigh shear flow problem.—«Phys. Fluids», 1964, vol. 7, N 10, p. 1681—1691.
8. *Cercignani C., Sernagiotto F.* Rayleigh's problem at low Mach numbers according to kinetic theory.— In: Rarefied gas dynamics. Vol. 1. N. Y., 1965, p. 332—353.
9. *Epstein M.* Linearized Rayleigh's problem with incomplete surface accomodation.— In: Rarefied gas dynamics. Vol. 1. N. Y., 1969, p. 255—265.
10. *Черчиньяни К.* Математические методы в кинетической теории газов. М., «Мир», 1973.
11. *Лыков А. В.* Теория теплопроводности. М., «Высш. школа», 1967.
12. *Градштейн М. С., Рыжик И. М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., Физматгиз, 1963.
13. *Гросс Е. П., Джексон Е. А.* Кинетические модели и линеаризованное уравнение Больцмана.— В сб. пер. Механика, 1960, № 5, с. 65—81.
14. *Лаврентьев М. А., Шабат Б. В.* Методы теории функций комплексного переменного. М., «Наука», 1973.
15. *Диткин В. А., Кузнецов П. И.* Справочник по операционному исчислению. М.— Л., ГИТТЛ, 1951.
16. *Loyalka S. K., Cipolla J. W.* Thermal creep slip with arbitrary accommodation at the surface.—«Phys. Fluids», 1971, vol. 14, N 8, p. 1656—1661.
17. *Яламов Ю. И., Ивченко И. Н., Дерягин Б. В.* Газокинетический расчет скорости теплового скольжения газа вблизи твердой поверхности.—«Докл. АН СССР», 1967, т. 177, № 1, с. 74—76.
18. *Абрамов Ю. Ю., Гладуш Г. Г.* Течение разреженного газа вблизи неоднородной нагретой поверхности.—«Изв. АН СССР. МЖГ», 1970, № 2, с. 20—29.
19. *Loyalka S. K.* Approximate method in the kinetic theory.—«Phys. Fluids», 1971, vol. 14, N 11, p. 2291—2294.

УДК 537. 84

ДВИЖЕНИЕ ПОВЕРХНОСТИ РАЗДЕЛА ЭЛЕКТРОЛИТ — ГАЗ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В. П. Блинов, Ю. В. Жилин

(*Миасс*)

Рассматривается явление движения поверхности раздела электролит — газ, обнаруженное впервые в электрических уровнях. Дается сравнительная характеристика явления в целях практического использования при решении задач управления положением поверхности раздела жидкостей.

Если механика жидкости в настоящее время достаточно изучена, то проблема эффективного управления движением жидкости еще не решена. При этом речь идет не о механическом управлении, которому при-