

УДК 533.6.011.8

ЭФФЕКТЫ ЗАТЕНЕНИЯ И ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ОТ ВРАЩЕНИЯ ПЛАСТИНЫ

ИВАНОВ С. Г., ЯНШИН А. М.

Рассмотрены эффекты затенения и интерференции, возникающие при кувьркивании пластины в свободномолекулярном потоке. Найдены потоки частиц, давление и касательные напряжения, действующие на пластину с учетом этих эффектов. Для чисто диффузной схемы взаимодействия газа с поверхностью пластины получены оценки относительного вклада затенения и интерференции в лобовое сопротивление и демпфирующий момент пластины.

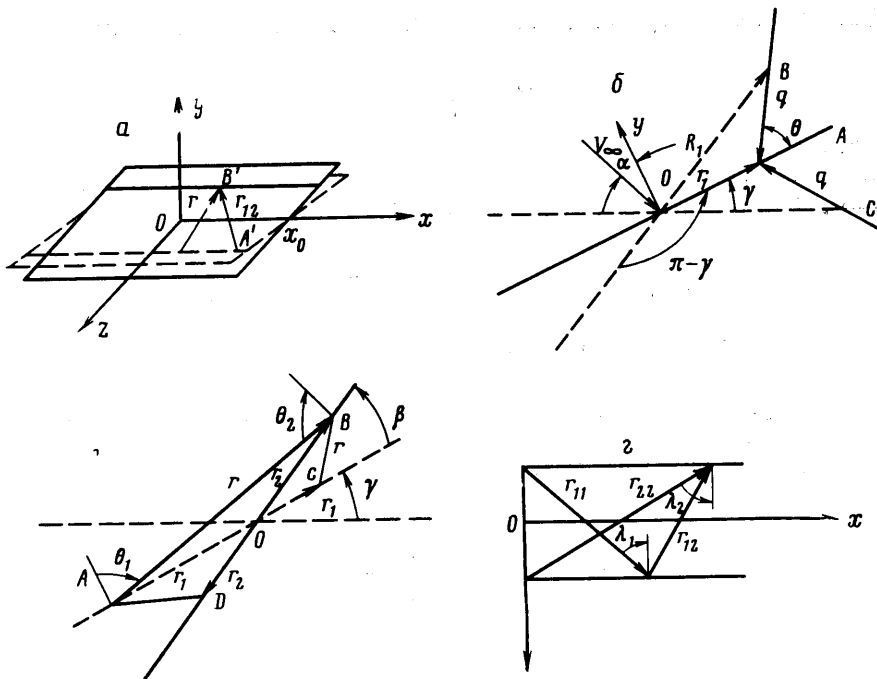
Если выпуклое осесимметричное тело произвольно вращается в потоке разреженного газа, то режим его обтекания нестационарный. При этом возникают эффекты, свойственные вогнутым телам. Так, кувьркающаяся пластина создает дополнительное разрежение в цилиндрическом объеме, «выметая» из него частицы газа. Внешний поток частиц, направленный к оси вращения пластины, стремится заполнить это разрежение. Однако не все частицы долетают до оси вращения пластины. Чем больше угловая скорость пластины и чем меньше скорость частицы, тем раньше она будет захвачена вращающейся поверхностью.

Отраженная от пластины частица, не успевшая вылететь из цилиндрического объема, вновь попадает на вращающуюся пластину, и такой процесс может повторяться неоднократно.

В известных авторам работах [1—4] указанные эффекты не рассматривались. Вследствие понятных аналогий назовем эти эффекты эффектами затенения и интерференции от вращения и на примере кувьркающейся пластины проведем оценку их вклада в аэродинамические характеристики пластины.

Рассмотрим пластину (фиг. 1, *a*), вращающуюся с угловой скоростью ω относительно оси x . Начало прямоугольной системы координат поместим в геометрическом центре пластины, ось y направим по нормали к пластине, оси x и z расположим в плоскости пластины. Стороны пластины, нормаль к которым n совпадает с направлением линейной скорости, будем называть освещенными и обозначать индексом плюс, противоположные стороны будем называть затененными и обозначать индексом минус.

Если пластина вращается достаточно медленно ($\omega r/V_\infty = Sh \ll 1$), то в первом приближении можно считать, что аэродинамические характеристики пластины не зависят от ее угловой скорости вращения и при каждом угле поворота они могут быть вычислены таким образом, как будто пластина не вращается. Этот так называемый квазистационарный случай обычно имеет место на практике. Поток частиц, падающих на пластину, в этом случае можно считать невозмущенным и равным потоку частиц на бесконечности. Следующим приближением является нестационарный случай, когда к стационарным аэродинамическим характеристикам добавляются силы и моменты (вращательные производные), зависящие от вращения тела, например сила Магнуса и демпфирующий момент. Эти добавки пропорциональны параметру Струхала Sh и в реальных условиях малы ($10^{-3} - 10^{-4}$). В практических задачах обычно ограничиваются линейными по ω членами,



Фиг. 1

т. е. вращательными производными первого порядка. Поток частиц, падающих на единицу поверхности пластины, в этом случае равен

$$N_{\pm} = \int_0^{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f_{\pm} c_r^2 dc_r dc_x \sin \theta d\theta = n_{\infty} \sqrt{\frac{RT_{\infty}}{2\pi}} \chi \left(\frac{Vn}{\sqrt{2RT_{\infty}}} \right) \quad (1)$$

$$\chi(x) = \exp(-x^2) + \sqrt{\pi} x [1 + \operatorname{erf}(x)]$$

$$f_{\pm} = n_{\infty} (2\pi RT_{\infty})^{-3/2} \exp \left(-\frac{(c - V_{\pm})^2}{2RT_{\infty}} \right), \quad V_{\pm} = V_{\infty} \mp [\omega r]$$

Здесь n_{∞} , T_{∞} , V_{∞} — концентрация, температура и скорость частиц на бесконечности; R — универсальная газовая постоянная; c_x , c_r — составляющие молекулярных скоростей частиц по оси x и в плоскости yz соответственно; θ — угол падения.

В этом выражении поток частиц уже зависит от угловой скорости вращения тела, однако эта зависимость сводится к тому, что вместо абсолютной скорости потока V_{∞} в функцию распределения входит относительная скорость столкновения частиц газа с поверхностью пластины. Сам же поток является стационарным и не зависит от предыстории положения пластины. На самом деле это не так. Пусть в настоящий момент времени (фиг. 1, б) пластина находится в положении A (сплошная линия), а положения B и C (пунктирная линия) — ее предшествующие положения, смещенные на углы $\pi - \gamma$ и γ соответственно. Рассмотрим частицы, летящие на освещенную сторону пластины под углом θ . Из фиг. 1, б видно, что в этом случае на пластину попадут только те частицы, которые пройдут расстояние q за время меньше, чем время поворота пластины на угол $\pi - \gamma$ (из положения B в положение A). Остальные частицы, летящие в этом направлении, будут затенены пластиной в ее предшествующих положениях. Таким образом, $q/c_r < (\pi - \gamma)/\omega$, иначе, скорость частицы c_r должна удовлетворять соотношению

$$c_r > \frac{q\omega}{\pi - \gamma} \quad (2)$$

Для затененной стороны аналогичное неравенство имеет вид

$$c_r > \frac{q\omega}{\gamma} \quad (3)$$

Для конечной по оси x пластины дополнительные ограничения накладываются на составляющие c_x скорости. Для освещенной и затененной сторон эти условия соответственно имеют вид

$$\frac{\omega(x_0-x)}{\pi-\gamma} < c_x < \infty; \quad -\infty < -c_x < -\frac{(x_0+x)\omega}{\pi-\gamma} \quad (4)$$

$$\frac{\omega(x_0-x)}{\gamma} < c_x < \infty; \quad -\infty < -c_x < -\frac{(x_0+x)\omega}{\gamma} \quad (5)$$

Таким образом, в выражении (1) для потока частиц необходимо ограничивать пределы интегрирования по скоростям в соответствии с неравенствами (2)–(5). С учетом этого поток частиц на единичную поверхность равен

$$N_{\pm} = (I_{\pm}^1 + I_{\pm}^2) \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta \quad (6)$$

$$I_{\pm}^1 = \frac{1}{h_{\infty}^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{c_{\pm}}^{\infty} f_{\pm} s_r^2 ds_r ds_x \quad (7)$$

$$I_{\pm}^2 = \frac{1}{h_{\infty}^2} \left(\int_0^{c_+ - b_+} \int_{-\infty}^{\infty} f_{\pm} s_r^2 ds_r ds_x + \int_0^{c_+} \int_{a_{\pm}}^{\infty} f_{\pm} s_r^2 ds_r ds_x \right) \quad (8)$$

$$c_+ = \frac{q\Omega}{\pi-\gamma}, \quad c_- = \frac{q\Omega}{\gamma}, \quad b_+ = \frac{(x_0+x)\Omega}{\pi-\gamma}$$

$$b_- = \frac{(x_0+x)\Omega}{\gamma}, \quad a_+ = \frac{(x_0-x)\Omega}{\pi-\gamma}, \quad a_- = \frac{(x_0-x)\Omega}{\gamma}$$

$$h_{\infty} = \frac{1}{2RT_{\infty}}, \quad q = R_1 \frac{\sin \gamma}{\sin \theta}, \quad s = V\sqrt{h_{\infty}}, \quad \Omega = \omega\sqrt{h_{\infty}}$$

Для пластины бесконечной по оси x выражение $I_{\pm}^2 = 0$.

Функцию распределения f_{\pm} представим в виде

$$f_{\pm} = n_{\infty} \left(\frac{h_{\infty}}{\pi} \right)^{1/2} \exp[-(s_x - s_{x\infty})^2 - (s_r - d_{\pm})^2 - l_{\pm}^2] \quad (9)$$

$$d_{\pm} = s_{\infty} \sin(\alpha \pm \theta) \pm \Omega r_1 \sin \theta$$

$$l_{\pm} = s_{\infty} \cos(\alpha \pm \theta) + \Omega r_1 \cos \theta$$

Подставим (9) в (7) и (8) и проведем интегрирование по s_r и s_x

$$I_{\pm}^1 = \frac{n_{\infty}}{\pi\sqrt{h_{\infty}}} A_{\pm} \exp(-l_{\pm}^2)$$

$$I_{\pm}^2 = \frac{n_{\infty}}{\pi\sqrt{h_{\infty}}} D_{\pm} \exp(-l_{\pm}^2) \left[1 - \frac{\Phi(m_{\pm}) + \Phi(t_{\pm})}{2} \right]$$

$$A_{\pm} = \exp(-k_{\pm}^2) \left(d_{\pm} + \frac{k_{\pm}}{2} \right) + \frac{\sqrt{\pi}}{2} [1 - \Phi(k_{\pm})] \left(d_{\pm}^2 + \frac{1}{2} \right)$$

$$D_{\pm} = \exp(-k_{\pm}^2) \left(d_{\pm} + \frac{k_{\pm}}{2} \right) + \exp(-d_{\pm}^2) \frac{d_{\pm}}{2} +$$

$$+ \frac{\sqrt{\pi}}{2} [\Phi(k_{\pm}) + \Phi(d_{\pm})] \left(d_{\pm}^2 + \frac{1}{2} \right)$$

$$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt, \quad m_{\pm} = b_{\pm} + s_{x\infty}$$

$$k_{\pm} = c_{\pm} - d_{\pm}, \quad t_{\pm} = a_{\pm} - s_{x\infty}$$

Если пластина вращается относительно кромки, необходимо в c_{\pm} , b_{\pm} , a_{\pm} заменить $\pi - \gamma$ на $2\pi - \gamma$.

Поток частиц N_{\pm} (6) создает на поверхности пластины давление

$$P_{\pm} = m(I_{\pm}^3 + I_{\pm}^4) \int_0^{\pi} \sin^2 \theta d\theta$$

$$I_{\pm}^3 = \frac{1}{h_{\infty}^2 \sqrt{h_{\infty}}} \int_{c_{\pm} - \infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f_{\pm} s_r^3 ds_r ds_x = \frac{n_{\infty}}{\pi h_{\infty}} B_{\pm} \exp(-l_{\pm}^2)$$

$$I_{\pm}^4 = \frac{1}{h_{\infty}^2 \sqrt{h}} \left(\int_0^{c_{\pm} - b_{\pm}} \int_{-\infty}^{\infty} f_{\pm} s_r^3 ds_r ds_x + \int_0^{c_{\pm} - \infty} \int_{a_{\pm}}^{\infty} f_{\pm} s_r^3 ds_r ds_x \right) = \frac{n_{\infty}}{\pi h_{\infty}} c_{\pm} \exp(-l_{\pm}^2)$$

$$B_{\pm} = \frac{1}{2} \exp(-k_{\pm}^2) (3d_{\pm}^2 + 3d_{\pm}k_{\pm} + k_{\pm}^2 + 1) + \frac{\sqrt{\pi}}{2} [1 - \Phi(k_{\pm})] d_{\pm} \left(\frac{3}{2} + d_{\pm}^2 \right)$$

$$c_{\pm} = -\frac{1}{2} \exp(-k_{\pm}^2) (3d_{\pm}^2 + 3d_{\pm}k_{\pm} + k_{\pm}^2 + 1) +$$

$$+ \frac{1}{2} \exp(-d_{\pm}^2) (d_{\pm}^2 + 1) + [\Phi(d_{\pm}) + \Phi(k_{\pm})] d_{\pm} \left(\frac{3}{2} + d_{\pm}^2 \right)$$

Давление отраженных частиц при полностью диффузном отражении равно

$$P_{w\pm} = \frac{mN_{\pm}}{2} \sqrt{\frac{\pi}{h}} \left| T = T_w \right.$$

где T_w — температура стенки, m — масса частиц.

Касательные напряжения вдоль осей z и x имеют вид

$$\tau_{z\pm} = m(I_{\pm}^3 + I_{\pm}^4) \int_0^{\pi} \sin \theta \cos \theta d\theta$$

$$\tau_{x\pm} = m(I_{\pm}^5 + I_{\pm}^6) \int_0^{\pi} \sin \theta d\theta$$

$$I_{\pm}^5 = \frac{1}{h_{\infty}^2 \sqrt{h_{\infty}}} \int_{c_{\pm} - \infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f_{\pm} s_x s_r^2 ds_x ds_r = \frac{n_{\infty}}{\pi n_{\infty}} s_{x\infty} A_{\pm} \exp(-l_{\pm}^2)$$

$$I^6 = \frac{1}{h_{\infty}^2 \sqrt{h_{\infty}}} \left(\int_0^{c_{\pm} - b_{\pm}} \int_0^{\infty} f_{\pm} s_x s_r^2 ds_x ds_r + \int_0^{c_{\pm} \omega} \int_0^{a_{\pm}} f_{\pm} s_x s_r^2 ds_x ds_r \right) =$$

$$= \frac{h_{\infty}}{h \sqrt{\pi} h_{\infty}} c_{\pm} \exp(-l_{\pm}^2) \left\{ \frac{1}{2} [\exp(-t_{\pm}^2) - \exp(-m_{\pm}^2)] + \right.$$

$$\left. + \sqrt{\pi} s_{x\infty} \left[1 - \frac{\Phi(t_{\pm}) + \Phi(m_{\pm})}{2} \right] \right\}.$$

Имея выражения для давления и касательных напряжений, можно определить аэродинамические характеристики пластины.

Перейдем к рассмотрению эффекта интерференции от вращения пластины (фиг. 1, *e, z*). При вращении пластины существует три вида интерференции. Частица стартует из точки *A* и попадает в точку *B* (интерференция N_{-+}); частица стартует из точки *A* и попадает в точку *D* (N_{--}); частица стартует из точки *C* и попадает в точку *B* (N_{++}). Аналогично для обратных сторон пластины. Поэтому при вычислении суммарных потоков интерферирующих частиц выражения N_{--} , N_{-+} и N_{++} необходимо удваивать.

Определим условия, при которых реализуется интерференция частиц. Если собственная скорость частицы c , то время, за которое она пройдет расстояние r_{12} , равно r_{12}/c . За это же время пластина повернется на угол $\beta = \gamma_2 - \gamma_1$, следовательно, $r_{12}/c = \beta/\omega$, откуда собственная скорость интерферирующих частиц равна

$$c = r_{12} \frac{\omega}{R} \quad (10)$$

Интерференции N_{++} и N_{--} реализуются для разных зон пластины. Если частица стартует из точки *C* и попадает в точку *B* (интерференция N_{++}), то время, за которое она пройдет расстояние $r_2 \sin \beta$, должно быть больше времени, за которое пластина повернется на угол β . Если c_w — проекция тепловой скорости частицы на нормаль к поверхности пластины, то это условие примет вид

$$\frac{r_2 \sin \beta}{r_1 \omega + c_w} > \frac{\beta}{\omega} \quad \text{или} \quad r_1 < \frac{r_2 \sin \beta}{\beta} \quad (11)$$

Для интерференции N_{--} аналогичное условие имеет вид

$$r_1 > \frac{r_2 \sin \beta}{R} \quad (12)$$

Таким образом, условия (11), (12) разделяют пластину на зоны, для которых возможны интерференции N_{++} и N_{--} . На интерференцию N_{-+} аналогичных ограничений нет.

С учетом интерференции возможны следующие пути формирования потоков частиц, падающих на пластину:

$$N_{i\infty} \rightarrow N_{--} \rightarrow N_{-+} \rightarrow N_{++}$$

$$N_{i\infty} \rightarrow N_{-+} \rightarrow N_{++}$$

$$N_{i\infty} \rightarrow N_{++}$$

где $N_{i\infty}$ — невозмущенный поток частиц. При этом интерференции N_{--} и N_{++} могут быть многократными.

Найдем суммарные потоки интерферирующих частиц N_{--} , N_{-+} , N_{++} с учетом всех каналов формирования. Так, поток частиц с элемента ds_{-}

затененной стороны пластины на элемент ds_+ освещенной стороны можно представить в виде [5, 6]

$$dN_{-+} = f_{-+} c dc \frac{\cos \sigma_1 \cos \sigma_2}{r_{12}^2} ds_- ds_+, \quad r_{12}^2 = r^2 + x^2 \quad (13)$$

$$\cos \sigma_1 \cos \sigma_2 = \cos \theta_1 \cos \theta_2 \frac{r^2}{r_{12}^2}, \quad \cos \theta_1 = \frac{r_2 \sin \beta}{r}$$

$$\cos \theta_2 = \frac{r_1 \sin \beta}{r}, \quad r^2 = r_1^2 + r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos \beta$$

где r_{12} — расстояние между точками A' и B' , x — смещение точки A' относительно B' , σ_1 и σ_2 — углы между вектором r_{12} и векторами нормали к пластине в точках A' и B' , θ_1 и θ_2 — углы между вектором r и векторами нормали к пластине в точках A и B .

Из соотношения (10) получим

$$cdc = (r_{12}^2 + \omega^2 \beta \sin \beta r_1 r_2) / \beta$$

Собственная скорость частицы c направлена по вектору r_{12} , а макроскопическая скорость встречи частицы с вращающейся пластиной равна $V = -[\omega r_1] + [\omega r_2]$. Используя это, нетрудно показать, что

$$(c - V)^2 = \left(\frac{r_{12}^2}{\beta} + r^2 \right) \omega^2$$

Тогда для диффузной схемы взаимодействия функцию распределения f_{-+} можно записать в виде

$$f_{-+} = n_r^4 \left(\frac{h_\omega}{\pi} \right)^{3/2} \exp \left[-\Omega^2 \left(\frac{r_{12}^2}{\beta^2} + r^2 \right) \right] \quad (14)$$

Далее необходимо (14) подставить в (13) и проинтегрировать dN_{-+} по ds_- и ds_+ . Выражения для dN_{--} и dN_{++} получаются аналогично, однако при интегрировании их они расходятся при $r_{12} \rightarrow 0$. Это происходит в связи с тем, что элементарный телесный угол, определяющий поток интерферирующих частиц, при $r_{12} \rightarrow 0$ и $\beta \rightarrow 0$ теряет смысл. В связи с этим по аналогии с работой [7] перейдем от интегрирования по координатам к интегрированию по направлению. С этой целью сделаем следующие преобразования (фиг. 1, ϵ , ζ):

$$ds_1 ds_2 = dx_1 dx_2 dr_1 dr_2, \quad dx_1 \cos \lambda_1 = r_{11} d\lambda_1, \quad dx_2 \cos \lambda_2 = r_{22} d\lambda_2$$

$$r d\theta_1 = dr_2 \cos \theta_2 = dr_2 r_1 \sin \beta / r, \quad r \cos \theta_2 = r_1 \sin \beta, \quad r \cos \theta_1 = r_2 \sin \beta$$

$$x_1 = r \operatorname{tg} \lambda_1, \quad x_2 = r \operatorname{tg} \lambda_2, \quad r_{12}^2 = r^2 [1 + (\operatorname{tg} \lambda_1 - \operatorname{tg} \lambda_2)^2]$$

Тогда N_{-+} примет вид

$$N_{-+} = 2n_r^4 \frac{\Omega^4}{\pi^{3/2} \sqrt{h_\omega}} N_+ \int_{\Sigma} d\Sigma \int_0^1 dr_1 \quad (15)$$

$$N_+ = \exp(-a^2) \frac{b + r_{12}^2}{\beta^5} \frac{r^5 + \cos \theta_1}{\cos^2 \lambda_1 \cos^2 \lambda_2 r_{12}^2}$$

$$d\Sigma = \int_{\Sigma} d\theta_1 \int_0^{\pi/2} d\lambda_1 \int_0^{\pi/2} d\lambda_2 \int_0^{\pi} d\beta \int_0^{2\pi} d\sigma, \quad \sigma = \gamma + \beta$$

$$d^2 = \Omega^2 (r_{11}^2 / \beta^2 + r^2), \quad b = \beta \sin \beta r_1 r_2, \quad n_r^4 = (N_{i\infty} + N_{-}) 2\sqrt{\pi h_\omega}$$

$$r_+^2 = r_1^2 + r_2^2 + 2r_1 r_2 \cos \beta, \quad s_o \cdot n = s_\infty \cdot n - [\Omega r] n = s_\infty \cos \gamma - \Omega r_1$$

где $N_{i\infty}$ определяется условием (5), а интегрирование по λ_1 и λ_2 ограничивается условиями $0 < x_1 < 1$ и $0 < x_2 < 1$ (для θ_1 необходимо учитывать, что $0 < r_2 < R_1$).

Аналогично находятся остальные потоки интерферирующих частиц

$$N_{--} = 2n_r^1 \frac{\Omega^4}{\pi^{3/2} \sqrt{h_w}} N_- \int_{\Sigma} d\Sigma \int_{r_\beta}^1 dr_1 \quad (16)$$

$$N_- = \exp(-a^2) \frac{b - r_{12}^2}{\beta^5} \frac{r_-^5 \cos \theta_1}{\cos^2 \lambda_1 \cos^2 \lambda_2 r_{12}^2}$$

$$r_\beta = r_2 \sin \beta / \beta, \quad r_-^2 = r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos \beta$$

$$N_{++} = 2n_r^2 \frac{\Omega^4}{\pi^{3/2} \sqrt{h_w}} N_- \int_{\Sigma} d\Sigma \int_0^{r_\beta} dr_1$$

$$n_r^2 = (N_{i\infty} + N_{-+} + N_{++}) 2\sqrt{\pi h_w}$$

$$s_u \cdot \mathbf{n} = s_\infty \cos \gamma + \Omega r_1 \quad (17)$$

Для определения полного потока частиц необходимо решить три интегральных уравнения (15)–(17). В этих уравнениях однократной интерференции соответствуют члены, пропорциональные Ω^4 , двукратной интерференции – Ω^8 и т. д. Для реальных условий $\Omega \ll 1$. Пренебрежем в (15)–(17) членами порядка Ω^8 и выше. Тогда выражения (15)–(17) превращаются в обычные интегралы.

Для определения аэродинамических характеристик вращающейся пластины, обусловленных интерференцией, необходимо найти силу, с которой падающие частицы действуют на элемент поверхности и давление отраженных частиц. Для потока частиц N_{-+} [5] имеем

$$P_{r_{-+}} ds_+ = \frac{m}{2} n_r^1 \frac{\Omega^4}{\pi h_w} N_+ ds_- ds_+$$

$$dF_{i_{-+}} = m n_r^1 \frac{\Omega^5}{\pi^{3/2} h_w} N_+ ds_- ds_+$$

Здесь элемент силы $dF_{i_{-+}}$ направлен вдоль \mathbf{r}_{12} . Вклад остальных типов интерференции находится аналогично.

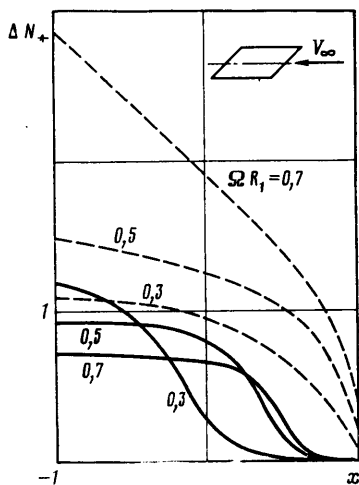
Приведем численные оценки эффектов затенения и интерференции для диффузной схемы взаимодействия. Во всех расчетах принято $T_w = T_\infty$, $R_1 = x_0 = 1$.

На фиг. 2–4 представлены численные оценки относительного вклада эффекта затенения в поток частиц и в аэродинамические характеристики пластины, осредненные по углу вращения γ .

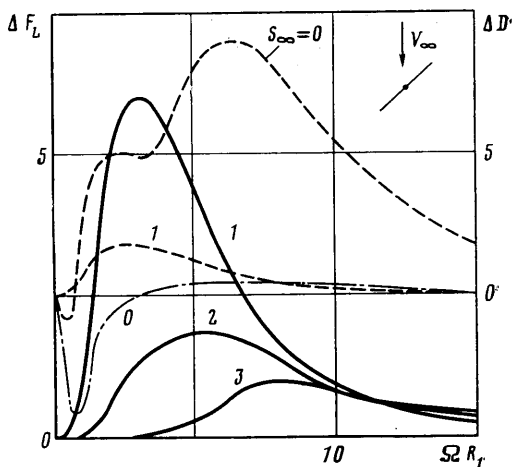
На фиг. 2 изображена зависимость относительного вклада эффекта затенения в поток падающих частиц $\Delta N = (N/N_T - 1) \cdot 100\%$ (N – поток без учета затенения, N_T – с учетом затенения) для освещенной стороны пластины от расстояния x для различных $s_{x\infty}$ и Ω . Расчеты выполнены для расстояния от оси вращения пластины, равного $0,6 R_1$. Скорость набегающего потока $V_{x\infty}$ направлена по оси x . Штриховой линией изображены значения ΔN при $s_{x\infty} = 1$, сплошной – при $s_{x\infty} = 3$. Видно, что поток частиц с учетом затенения падает при удалении от края пластины. Если пластина вращается относительно кромки, то эта неравномерность потока приводит к моменту сил, стремящемуся развернуть пластину так, чтобы ω было перпендикулярно V_∞ . Без учета эффекта затенения такой момент сил отсутствует.

На фиг. 3 представлены зависимости относительного вклада эффекта затенения в демпфирующий момент $\Delta D = (D/D_T - 1) \cdot 100\%$ (штриховые линии) и лобовое сопротивление $\Delta F_L = (F_L/F_L^T - 1) \cdot 100\%$ (сплошные линии) от Ω для различных значений s_∞ . Скорость набегающего потока V_∞ направлена перпендикулярно оси вращения. Штрихпунктирной линией изображен случай вращения пластины относительно ее кромки. Как и в случае с потоком частиц, эффект затенения проявляется в большей мере при уменьшении s_∞ . Для демпфирующего момента величина ΔD

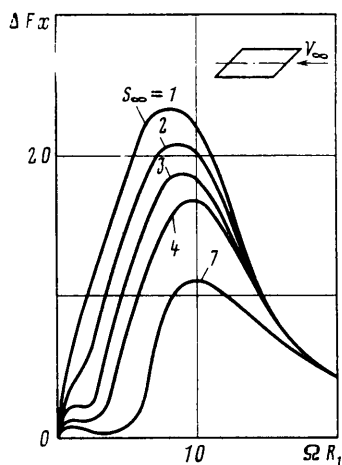
знакопеременна, имеет ряд локальных экстремумов и стремится к нулю при $\Omega \rightarrow \infty$. Максимальная погрешность демпфирующего момента не превышает 9% ($s_\infty=0$, $\Omega=6$). Максимальная погрешность лобового сопротивления не превышает 6% ($s_\infty=1$, $R_1\Omega=3$). Если же скорость набегающего потока направлена вдоль оси вращения (фиг. 4), погрешность лобового сопротивления при $s_\infty=1$ достигает 24% ($R_1\Omega=8$), а при $s_\infty=7$ $\Delta F_L=11\%$ ($R_1\Omega=10$).



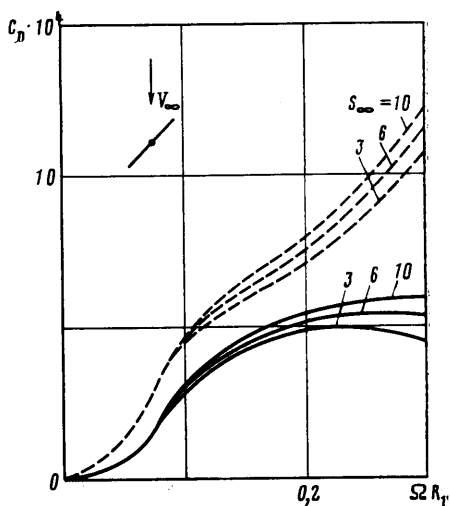
Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

На фиг. 5 представлены графики коэффициентов демпфирующего момента пластины $c_D = D/2\rho V\omega R_1^3 x_0$, обусловленного интерференцией и осредненного по углу вращения γ и углу смещения β . Скорость набегающего потока s_∞ перпендикулярна оси вращения. (Сплошными линиями изображены суммы $c_{D--} + c_{D++}$, штриховыми — c_{D-+}). Эффект интерференции при малых Ω дает добавки к коэффициенту демпфирующего момента $\sim 0,1\%$. С увеличением Ω эти добавки растут, однако для строгого анализа эффекта интерференции при произвольных Ω необходимо решить систему трех интегральных уравнений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белецкий В. В. Эволюция вращения динамически-симметричного спутника.— Космич. исслед., 1963, т. 1, № 3, с. 339—386.
2. Иванов С. Г., Яншин А. М. Силы и моменты, действующие на осесимметричные тела, произвольно вращающиеся в свободномолекулярном потоке.— В сб.: Космические исследования на Украине. Вып. 16. 1982, с. 25—29.

3. Яншин А. М. Влияние вращения тел на их аэродинамические характеристики.— В кн.: Наблюдения искусственных небесных тел. Т. 79. М.: Изд-во Астрон. совета АН СССР, 1981, с. 67—74.
4. Яншин А. М., Заблуда С. М. Сравнительная оценка моментов сил аэродинамической и магнитной диссипации, действующих на ИСЗ.— В кн.: Наблюдения искусственных небесных тел. Т. 78. М.: Изд-во Астрон. совета АН СССР, 1979, с. 51—60.
5. Коган М. Н. Динамика разреженного газа. М.: Наука, 1967. 440 с.
6. Кошмаров Ю. А., Рыжов Ю. А. Прикладная динамика разреженного газа. М.: Машиностроение, 1977. 184 с.
7. Пономарев В. Я. Обтекание невыпуклого клина свободномолекулярным потоком с конечным числом Маха.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1967, № 4, с. 145—150.

Днепропетровск

Поступила в редакцию
9.XI.1983