Для нерелятивистского диода $\gamma - 1 \ll 1$ зависимость диодного тока от R найдена в [3]:

$$\frac{j_b}{j_{b0}} = 14{,}5 s^{3/4} (1 - 0{,}8 s^{1/8})^2.$$

Здесь $s = R\left[1{,}17\left(\frac{m}{M}\right)^{1/2} + 7{,}5\frac{\delta W_1}{W}\right]$; j_{b0} — плотность диодного тока, определяемая по «закону 3/2». Для релятивистского диода решение может быть получено только с помощью численных расчетов по схеме, приведенной в п. 3. Зависимость j_b/j_{b0} от R при $\gamma = 3$, $\delta W_1/mc^2 = 4 \cdot 10^{-3}$ показана на рис. 4, где j_{b0} — плотность диодного тока, определяемая по аналогии с «законом 3/2» для релятивистского диода. Как видно из рис. 4, наличие неоднородного магнитного поля приводит к значительному увеличению плотности диодного тока.

Полученные в работе результаты находятся в согласии с экспериментальными результатами, приведенными в [5]. Разумеется, в реальных условиях не приходится иметь дело со строго «ступенчатой» формой напряжения, так что сравнение наших результатов с экспериментальными может носить только качественный характер. Другое возможное ограничение применимости приведенного рассмотрения состоит в том, что в настоящей работе не изучалась возможность снижения импеданса диода путем нейтрализации заряда электронов диодного промежутка зарядом ионов, эмиттирующих с внутренней стороны анодной фольги.

Автор благодарен Д. Д. Рютову за многочисленные обсуждения в ходе выполнения работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Рютов Д. Д., Ступаков Г. В.** О влиянии ионного фона на накопление электронов в сильноточном диоде.— Физика плазмы, 1976, т. 2, № 5.
2. **Ступаков Г. В.** Автомодельное решение в теории газодинамического ускорения ионов.— Физика плазмы, 1980, т. 6, № 6.
3. **Рютов Д. Д.** Работы ИЯФ СО АН СССР по коллективному ускорению ионов в мощных электронных пучках.— В кн.: Совещание по проблемам коллективного метода ускорения. Дубна, 1982.
4. **Рютов Д. Д., Сыресин Е. М.** Теория «газодинамического» ускорения ионов облаком осциллирующих электронов. Препринт ИЯФ СО АН СССР 84—129.— Новосибирск, 1984.
5. **Дейчули П. П., Федоров В. М.** Ускорение ионов облаком осциллирующих электронов на установке Вода 1—10.— В кн.: IV Всесоюз. симпоз. по сильноточной электронике. Новосибирск, 1982, т. 2.

Поступила 14/II 1985 г.

УДК 629.735.33.015.3.025.1 : 533.6.12/13

ИНДУКТИВНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ИЗОГНУТОГО КРЫЛА

Г. И. Майкапар

(Жуковский)

В авиационной технике применяются крылья, образуемые раскрытием прилегающих к осесимметричному корпусу поверхностей; представляет интерес выбор углов расположения осей поворота крыльев φ и их раскрытия θ (рис. 1), при которых индуктивное сопротивление минимально. Наибольший размах крыла получается при углах, близких к $\varphi = \pi/3$, $\theta = \pi/2$, однако, кроме размаха, на индуктивное сопротивление влияет кривизна крыла. Достаточно обоснованного метода расчета подъемной силы и индуктивного сопротивления системы крыло — тело вращения нет; связано это с тем, что тело вращения не имеет острой задней кромки, фиксирующей заднюю критическую линию, как у крыла. Не известно, сходят ли с тела вращения свободные вихри. Если корневая хорда крыла велика по сравнению с диаметром корпуса, то можно считать, что циркуляция скорости в корневом сечении крыла не обращается в нуль, т. е. влияние ее (разность давления на нижнюю и верхнюю стороны корпуса) распространяется на корпус.

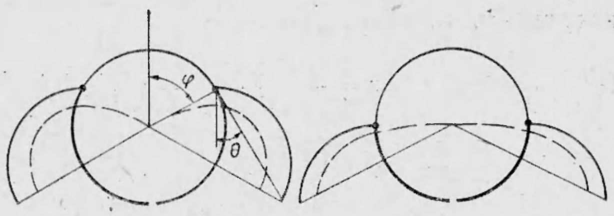

Рис. 1

Предположим, что среда несжимаемая, кормовая часть корпуса заостренная, его угол атаки $\alpha = 0$, обтекание безотрывное и в соответствии с линейной теорией [1, 2] свободные вихри располагаются по линиям тока течения около изолированного корпуса, а корпус в области расположения крыла имеет форму достаточно длинного цилиндра. Тогда скорость течения в этой области близка к скорости невозмущенного потока и расстояние линии тока от оси цилиндра r связано с этим расстоянием на бесконечности за корпусом r_∞ уравнением неразрывности

(1) $$r^2 - R^2 = r_\infty^2$$

(R — радиус цилиндра).

Уравнение (1) дает возможность найти форму поперечного сечения свободного вихревого слоя на бесконечности за системой крыло — корпус (в плоскости Трефтца) по форме крыла; на рис. 1 штриховыми линиями показаны сечения свободных вихревых слоев для двух случаев, отличающихся углом φ. Подъемная сила и индуктивное сопротивление системы крыло — корпус полностью определяются по свободному вихревому слою в плоскости Трефтца. Поэтому к системе приложима теорема Мунка, справедливая для любых вихревых систем, в соответствии с которой при заданной подъемной силе индуктивное сопротивление системы минимальное, если распределение циркуляции такое, что слой свободных вихрей будет опускаться с постоянной скоростью λV как твердое тело [3] (V — скорость невозмущенного потока). Для оценки влияния кривизны крыла на минимальное индуктивное сопротивление рассмотрим случай, когда форма поперечного сечения свободного вихревого слоя близка к форме дуги окружности, как на рис. 1.

Подъемная сила и индуктивное сопротивление [3]

$$Y = \rho V \int \Phi dx, \quad X = \frac{\rho}{2}\int \Phi \frac{\partial \Phi}{\partial n} ds = -\frac{\lambda}{2} Y.$$

Здесь Φ — потенциал скорости; $\partial\Phi/\partial n = -\lambda V \cos\ (n,\ y)$ — производная потенциала по направлению внутренней нормали к контуру свободного вихревого слоя (слой рассматривается как разрез);

s — длина дуги контура слоя; интегралы берутся по контуру слоя в плоскости Трефтца; ρ — плотность среды.

Дуга окружности (рис. 2) отображается на круг с помощью функции

$$z = \zeta + c^2/\zeta,$$

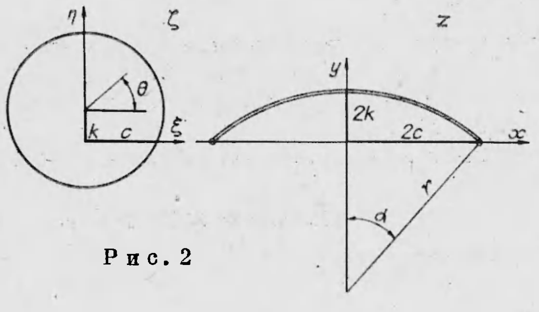

Рис. 2

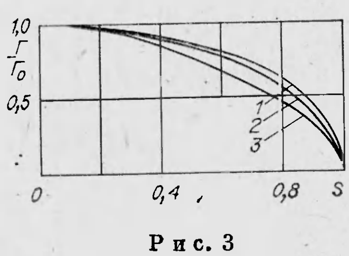

Рис. 3

координаты точки на дуге окружности

$$x = \frac{2(c^2+k^2)\left(\sqrt{c^2+k^2}+k\sin\theta\right)\cos\theta}{c^2+2k^2+2k\sqrt{c^2+k^2}\sin\theta}, \tag{2}$$

$$y = \frac{2k\left(k+\sqrt{c^2+k^2}\sin\theta\right)^2}{c^2+2k^2+2k\sqrt{c^2+k^2}\sin\theta},$$

радиус дуги $r = k + c^2/k$, угол $\alpha = \arcsin\,[2ck/(c^2+k^2)]$. Потенциал скорости на круге

$$\Phi = -2\lambda V\sqrt{c^2+k^2}\sin\theta.$$

Для вычисления подъемной силы перейдем к независимой переменной θ и воспользуемся интегрированием по частям:

$$\int \Phi dx = \int_0^{2\pi} \Phi \frac{dx}{d\theta}\,d\theta = -\int_0^{2\pi} x\frac{d\Phi}{d\theta}\,d\theta = -4\lambda V\,(c^2+k^2)^{3/2},$$

$$\int_0^{2\pi} \frac{\left(\sqrt{k^2+c^2}+k\sin\theta\right)\cos^2\theta d\theta}{c^2+2k^2+2k\sqrt{c^2+k^2}\sin\theta} = -2\pi\lambda V\,(2c^2+k^2),$$

следовательно,

$$Y = -2\rho\lambda V^2\pi\,(2c^2+k^2), \quad X = \frac{Y^2}{4\rho V^2\pi\,(2c^2+k^2)}.$$

Отношение индуктивного сопротивления изогнутого крыла к сопротивлению прямого крыла X_0 при одинаковых подъемных силах и размахах (в плоскости Трефтца) имеет вид

$$\frac{X}{X_0} = \frac{1}{1+\frac{1}{2}\left(\frac{k}{c}\right)^2},$$

т. е. сопротивление изогнутого крыла меньше, чем сопротивление прямого крыла, и выбирать углы φ, θ надо с учетом влияния как размаха, так и кривизны крыла.

Из второй формулы (2) вытекает

$$\sin\theta = -\frac{k}{\sqrt{c^2+k^2}}\left(1-\frac{y}{2k}\right) \pm \sqrt{\frac{y}{2k}\left[1-\frac{k^2}{c^2+k^2}\left(1-\frac{y}{2k}\right)\right]},$$

а так как циркуляция скорости Γ равна разрыву потенциала, то

$$\Gamma = 4\lambda V\sqrt{c^2+k^2}\sqrt{\frac{y}{2k}\left[1-\frac{k^2}{c^2+k^2}\left(1-\frac{y}{2k}\right)\right]},$$

конец изогнутого крыла нагружен меньше, чем конец прямого крыла (рис. 3, где *1—3* соответствуют $k/c = 0$; 0,5; 1).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Майкапар Г. И.** Исследование по вихревой теории пропеллера.— Тр. Ленингр. Ин-та инженеров гражданского воздушного флота, 1940, вып. 21.
2. **Никольский А. А.** О несущих свойствах и индуктивном сопротивлении системы крыло — фюзеляж.— ПММ, 1957, т. 21, вып. 2.
3. **Голубев В. В.** Теория крыла аэроплана конечного размаха.— Тр. ЦАГИ, 1931, вып. 108.

Поступила 25/IV 1985 г.