

## ДОЗВУКОВОЕ ОБТЕКАНИЕ ТОНКОГО ПРОФИЛЯ ПРИ НАЛИЧИИ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА ПОТОК

В.С. Сухомлинов, Янг Ченг Вэй,

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург,  
[prima-ivs@mail.ru](mailto:prima-ivs@mail.ru)

*Введение и постановка задачи.*

Работа продолжает исследования методов управления аэродинамическим обтеканием за счет внешних силового и энергетического воздействий на набегающий поток, локализованных вблизи поверхности тела [1-2]. Как показано в многочисленных работах других авторов [3 - 6], такие методы способствуют решению оптимизационных задач плазменной аэродинамики. При разработке плазменных методов управления обтеканием важную роль играют вопросы энергетической эффективности. Исследования показывают, что для ее увеличения необходимо использовать плазменное энергетическое и силовое воздействие на поток локально, в областях течения, изменение параметров в которых заметно влияет на аэродинамические характеристики обтекаемых тел. Например, это может быть тонкий по сравнению с поперечными размерами обтекаемого тела приповерхностный слой. Такая задача ранее была решена в случае сверхзвукового течения для тонкого тела вращения и тонкого профиля [1, 2]. В настоящей работе предпринимается попытка решить подобную задачу для тонкого профиля, обтекаемого дозвуковым потоком сжимаемой жидкости (газа).

*Вывод основных соотношений.*

Следуя работе [2], положим, что тонкий профиль, расположенный под малым углом атаки  $\theta$ , обтекается набегающим из  $-\infty$  потоком сжимаемой невязкой жидкости (см. рис. 1). Положим также, что в тонком приповерхностном слое толщиной  $\delta_{p0} \ll L$  на единицу объема жидкости действует сила  $\vec{F}(x, y)$  и в единице объема выделяется мощность  $Q(x, y)$  (здесь  $L$  - длина профиля в направлении массовой скорости потока). Тогда, действуя аналогично работе [2], можно показать, что в рамках линейного приближения течение описывается следующим уравнением:

$$B_0^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} = \frac{(\gamma - 1)Q(x, y)}{\rho_0 c^2} - \frac{\gamma MF(x, y)}{\rho_0 c} \equiv \frac{\Phi_1(x, y)}{L^2} \quad (1)$$

, где  $c, \rho, P, \bar{v}, \gamma, \Phi$  - скорость звука, плотность, давление, массовая скорость, отношение теплоемкостей газа и потенциал возмущения скоростей соответственно,  $F \equiv |\bar{F}|$ ,

$v_1 = \lim_{x \rightarrow -\infty} |\bar{v}|$ ,  $M = \frac{v_1}{c}$ ,  $B_0^2 = 1 - M^2 > 0$ . При выводе уравнения (1) использовались те же

предположения, что и при решении задачи, описанной в [2]:

$$1 - M \text{ порядка } M; M \ll \frac{L}{R_m}; \omega = \max\left(\frac{u}{v_1}, \frac{v}{v_1}\right) \ll 1; \frac{\max|\bar{F}| \cdot L}{\rho v_1^2} = O(\omega); \quad (2)$$

$$\frac{QL}{P_0 c} = O(\omega)$$

, где  $u, v$  - возмущение продольной и поперечной скоростей потока, соответственно.

Уравнение (1) дополняется известными [3] граничными условиями непротекания на

поверхности профиля. На верхней поверхности профиля при  $\bar{y} = \bar{Y}_+(\bar{x})$  в предположении,

что функция  $\bar{\Phi}_1(\bar{x}, \bar{y}) \equiv \bar{\Phi}_1(x, y)$  не зависит в пределах тонкого слоя воздействия от

координаты  $\bar{y}$ , для возмущения продольной скорости  $u(\bar{x}) = \frac{1}{L} \frac{\partial \Phi(\bar{x}, \bar{y})}{\partial \bar{x}} \Big|_{\bar{y}=\bar{Y}_+(\bar{x})}$  получено

следующее решение:

$$u(\bar{x}) = \frac{cM}{\pi B_0} \int_0^+ \bar{Y}'_+(\xi) \frac{(\bar{x} - \xi)}{\sqrt{(\bar{x} - \xi)^2 + \bar{y}^2}} d\xi - \frac{1}{2\pi B_0^2 L} \int_0^+ \bar{\Phi}_1(\xi) G(\bar{x}, \xi) d\xi \quad (3)$$

$$\text{, где } G(x, \xi) = \arctg\left(\frac{2\bar{Y}_+(\xi)B_0}{\bar{x} - \xi}\right) - \arctg\left(\frac{\bar{\delta}_{pl} B_0}{\bar{x} - \xi}\right) - \arctg\left(\frac{2\bar{Y}_+(\xi)B_0 + \bar{\delta}_{pl} B_0}{\bar{x} - \xi}\right);$$

$\bar{x} = \frac{x}{L}$ ;  $\bar{y} = \frac{y}{L}$ ;  $\bar{\delta}_{pl} = \frac{\delta_{pl}}{l} \ll 1$ , где  $\delta_{pl}$  - толщина слоя существования воздействий. Первое

слагаемое в (2) соответствует возмущению потока самим профилем в отсутствии внешних воздействий, а второе представляет собой возмущение за счет внешних воздействий.

Легко показать, что при  $\bar{\delta}_{p0} \ll \bar{Y}_+$  выражение для функции  $G(x, \xi)$  имеет вид:

$$G(x, \xi) = -\arctg\left(\frac{\bar{\delta}_{pl} B_0}{\bar{x} - \xi}\right) \quad (3a)$$

Для возмущения давления и поперечной скорости имеем, соответственно:

$$\frac{1}{P_0} \frac{d\Delta P}{d\bar{x}} = -\frac{\gamma M^2}{L} \frac{\partial^2 \Phi(\bar{x}, \bar{y})}{\partial^2 \bar{x}} \Big|_{\bar{y}=\bar{y}_+(\bar{x})}, \quad v(\bar{x}) = \frac{1}{L} \frac{\partial \Phi(\bar{x}, \bar{y})}{\partial \bar{y}} \Big|_{\bar{y}=\bar{y}_+(\bar{x})} \quad (4)$$

*Обсуждение полученных результатов.*

На рис. 1 приведены результаты расчетов скоростей  $u(\bar{x})$  (сплошная кривая),  $v(\bar{x})$  (прерывистая кривая) в произвольных единицах для Гауссовской формы источника тепла  $Q(\bar{x})$  при  $F(x) = 0$  в случае, когда обтекается тонкая пластина под нулевым углом атаки. Относительная полуширина контура энергоподвода – 0.05, положение центра контура –

0.3. На Рис. 2 - аналогичные

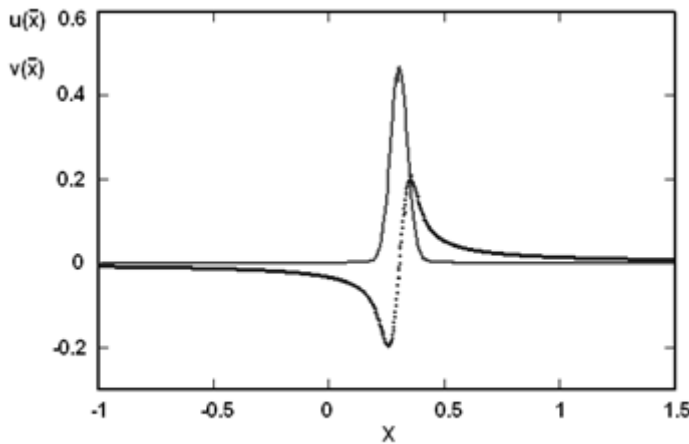


Рис. 1.

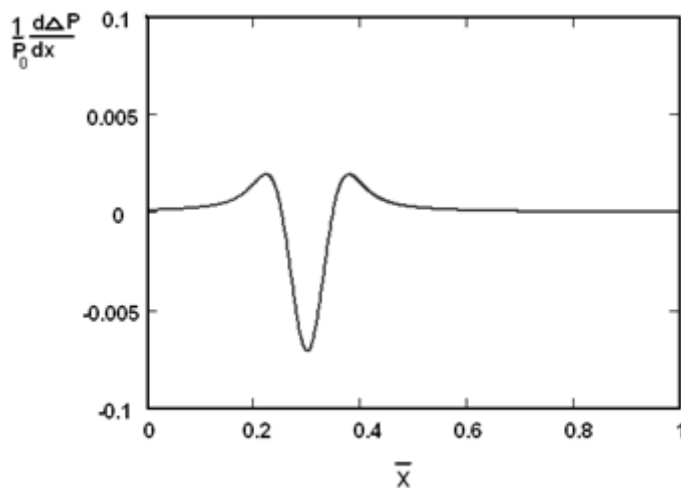


Рис. 2.

расчеты градиента давления  $\frac{1}{P_0} \frac{d\Delta P}{d\bar{x}}$  в

произвольных единицах для этой же формы области энергоподвода. Из данных Рис.1 видно, что, как и следовало ожидать, сначала в результате нагрева газа растет давление, газ замедляется и появляется поперечная скорость направленная от поверхности пластины. В результате ухода газа в области энергоподвода образуется зона разрежения, что вызывает падение давления. Это, в свою очередь, приводит к ускорению газа и уменьшению поперечной скорости. При дальнейшем сдвиге вниз по течению все возмущения затухают. Из данных Рис. 2 можно

заключить, что наряду с небольшими

зонами повышения давления по краям области энерговыделения имеется сравнительно широкая зона, где давление падает. Как известно [4], наличие таких зон препятствует отрыву потока. Таким образом, рассмотренный случай энергетического и силового

воздействия на дозвуковой поток в тонком приповерхностном слое около обтекаемого профиля можно использовать для оптимизации дозвукового обтекания. Кроме того, аналитический вид полученных результатов позволяет решать различные оптимизационные задачи плазменной аэродинамики.

#### *Литература.*

1. Герасимов Н.А., Сухомлинов В.С., «Сверхзвуковые течения с малыми возмущениями при наличии внешних воздействий на поток. Часть 1 «Тонкое тело вращения»», ЖТФ, 2010, т. 80, вып. 1, стр. 34 – 41.
2. Герасимов Н.А., Сухомлинов В.С., «Сверхзвуковые течения с малыми возмущениями при наличии внешних воздействий на поток. Часть 2. «Тонкий профиль»», ЖТФ, 2010, т. 80, вып. 6, стр. 25 – 31.
3. Gordeev V.P., Krasilnikov A.V., Lagutin V.P., Otmennikov V.N. "Experimental study of the possibility of reducing supersonic drag by employing plasma technology", Fluid Dynamics, 1996, Vol. 31, No 2, pp. 313-317.
4. Басаргин И.В. Мишин Г.И., «Распространение ударных волн в плазме поперечно и продольно ориентированного тлеющего разряда» - "Препринт ФТИ АН СССР" № 80, Л., 1984.
5. Климов А.И., Коблов А.Н., Мишин Г.И., Серов Ю.Л., Явор И.П. Распространение ударных волн в плазме тлеющего разряда. "Письма в ЖТФ", т. 8, вып. 7, 1982, с. 439-443.
6. В.В. Кучинский, В.С. Сухомлинов, «Оптимизация методов энергетического воздействия на высокоскоростные потоки и распространение ударных волн в слабоионизованном газе», Всероссийская научно-техническая конференция «Фундаментальные исследования для гиперзвуковых технологий». Москва, Жуковский. 1998, с. 379-381.
7. Л.Д. Ландау, В.М. Лифшиц, «Гидродинамика», т. VI, Москва, «Наука», 1988, 733 стр.
8. Г. Шлихтинг, «Теория пограничного слоя», Наука, Москва, 1974 г., 712 с.