

## О ВЛИЯНИИ ПОТЕНЦИАЛА ПОВЕРХНОСТИ И СОБСТВЕННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СОПРОТИВЛЕНИЕ ТЕЛА В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ РАЗРЕЖЕННОГО ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОГО ГАЗА

В. А. Шувалов

(Днепропетровск)

Собственное магнитное поле и потенциал поверхности в значительной мере определяют характер обтекания, структуру возмущенной зоны и сопротивление тела в сверхзвуковом потоке разреженного частично ионизованного газа. Влиянию собственного магнитного поля и потенциала поверхности на сопротивление тела посвящены работы [1—4]. Экспериментальное изучение влияния собственного магнитного поля на сопротивление тела в потоке разреженной плазмы практически не проводилось. Исследования влияния потенциала поверхности ограничены случаем  $R/\lambda_d \leq 50$  [1, 3]; последнее обусловлено трудностями реализации режима обтекания при  $R/\lambda_d \geq 10^2$  ( $R$  — характерный размер тела,  $\lambda_d$  — дебаевский радиус). В то же время  $R/\lambda_d \geq 10^2$  — режим обтекания большого тела — представляет наибольший практический интерес.

В данной работе рассмотрено влияние потенциала и собственного магнитного поля на сопротивление большого ( $R/\lambda_d \geq 10^2$ ) осесимметричного (диск, сфера) тела в сверхзвуковом потоке разреженного частично ионизованного газа.

1. Эксперименты проводились на плазменной аэродинамической трубе в потоке частично ионизованного газа, генерируемом газоразрядным ускорителем с ионизацией рабочего тела электронным ударом. Поток плазмы интенсивностью  $j_\infty \approx 10^{15} - 10^{17} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  поступал в рабочую камеру, давление остаточных газов в которой  $\sim 4 \cdot 10^{-5}$  Па. Параметры потока плазмы при давлении в рабочей камере установки  $\sim 10^{-3}$  Па измерялись подвижными электростатическими зондами трех типов: плоского с рабочей поверхностью диаметром 3,5 мм, выполненного из молибдена; цилиндрического в виде термоанемометра [5] с рабочей частью из вольфрамовой нити диаметром 0,06 и длиной 6,5 мм; одиночного цилиндрического из молибденовой нити диаметром 0,04 и длиной 2,3 мм.

Измерение зондовых характеристик и производных зондового тока проводилось в автоматическом режиме. Схема зондовых измерений с регистрацией вольт-амперных характеристик на самопишущем миллиамперметре постоянного тока, работающем в комплекте с фотоусилителем, с использованием магазина сопротивлений в качестве измерительного сопротивления позволяет фиксировать с плавной регулировкой потенциала зонда от 0 до 250 В зондовые токи в диапазоне  $1 \cdot 10^{-7} - 1,5 \cdot 10^{-1}$  А. Погрешность измерения индивидуальной вольт-амперной характеристики не превышает +2%. Производные зондового тока по напряжению измерялись методом гармоник [6]. Так как производные зондового тока использовались только для определения потенциала плазмы  $\phi_0$ , калибровка амплитуд гармоник зондового тока не проводилась.

Потенциал плазмы определялся по методу второй производной, а также по электронной части зондовой характеристики, построенной в полулогарифмическом масштабе. Кроме того, в ходе экспериментов измерялись плазменные шумы, регистрируемые зондом, что позволило контролировать точность измерения потенциала плазмы. Максимум плазменных шумов соответствует потенциалу пространства. При этом оказалось, что потенциалу плазмы, найденному по точке  $d^2 I_e / dV^2 = 0$  и максимуму шумов, лучше соответствует начало отклонения полулогарифмической характеристики от прямолинейности, чем точка пересечения асимптот. Аналогичное явление наблюдалось при определении потенциала пространства с применением цилиндрического зонда, выполненного в виде термоанемометра и работавшего в режиме термозонда. Потенциал плазмы измерялся по точке расхождения характеристик холодного и нагретого зондов. Разброс значений потенциала плазмы не превосходит  $\pm 4\%$ .

Энергия ионов потока  $W_i$  находилась по величине локального потенциала плазмы относительно анода источника. Полученные значения энергии ионов удовлетворительно согласуются со значениями  $W_i$ , найденными с применением многоэлектродного зонда-анализатора и по характеристике плоского зонда [7]. Разброс значений  $W_i$  не превосходит  $\sim \pm 4,5\%$ .

Особое внимание при измерениях вольт-амперных характеристик уделялось чистоте поверхности зондов. Непосредственно перед проведением измерений рабочие поверхности датчиков облучались потоком плазмы и подвергались принудительному прогреву до температур  $\sim 1500$  К. Ионная часть зондовой характеристики снималась, начиная с  $\sim -250$  В. Рабочие поверхности зондов очищались за счет интенсивной бомбардировки ионным потоком. Это дает возможность исключить влияние поверхностных загрязнений на результаты зондовых измерений.

Направленное движение не исказило вид зондовой характеристики. Вольт-амперные характеристики  $\lg I_e = f(V)$  имели четко выраженный прямолинейный участок. Это позволило определить температуру электронов  $T_e$  обычным способом.

Сравнение значений концентрации заряженных частиц  $N_e$ , найденных для разных участков электронной ветви вольт-амперной характеристики цилиндрического зонда, дает разброс локальных значений  $N_e$  в пределах полосы, характеризуемой множителем 3 [8, 9]. В основе такого разброса лежит неопределенность выбора величины электронного зондового тока  $I_e$ , соответствующего потенциалу плазмы, а также отличие реальной зондовой характеристики от идеальной из-за эффектов вторичной эмиссии, отражения электронов и т. п. Поэтому для повышения точности определения  $N_e$  параллельно с зондовым использовался метод СВЧ-диагностики с применением интерферометра 3-см диапазона [10]. Локальные значения концентрации заряженных частиц  $N_e$ , вычисленные для  $I_e$ , измеренного плоским и цилиндрическим зондами в точке верхней асимптоты характеристики  $\lg I_e = f(V)$ , которая отвечает  $\varphi = \varphi_0 (V = \varphi - \varphi_0)$ , найденному при  $d^2 I_e / dV^2 = 0$ , удовлетворительно согласуются с результатами СВЧ-диагностики [10].

Одиночный цилиндрический зонд, применяемый при измерениях параметров потока разреженной плазмы, мог совершать вращения вокруг горизонтальной и вертикальной осей от 0 до  $212^\circ$ . Вертикальное и горизонтальное вращения необходимы для получения абсолютного максимума ионного тока. Отношение  $(j_i/j_i^\infty)_{\max}$  при  $\theta = 0$ , где  $j_i^\infty \approx 2alN_i e U_\infty \times (\sin^2 \theta - 2eV/M_i U_\infty^2)^{0,5}$ ,  $a$  — радиус,  $l$  — длина зонда,  $U_\infty$  — массовая скорость потока, использовалось согласно теории концевой эффeкта цилиндрического зонда [11] для определения температуры ионов потока [12].

2. Силовое воздействие потока разреженной плазмы на мишень существенно зависит от потенциала поверхности тела. При положительных потенциалах мишени относительно потенциала плазмы сила, переданная мишени потоком частично ионизованного газа низкой плотности, определяется бомбардировкой поверхности электронами, быстрыми и медленными нейтралами, возникшими в результате перезарядки ионов на остаточном газе, метастабильями и т. п.:

$$F_{V>0} = F_e + F_n + F_0 + F_m + \dots = F_e(V) + \Delta F.$$

Здесь  $F_e$  — силовое давление, обусловленное электронной бомбардировкой;  $F_n$  — вклад быстрых нейтралов;  $F_0$  — вклад медленных нейтралов;  $F_m$  — силовое воздействие метастабильей. При отрицательных потенциалах тело испытывает силовое давление, вызванное бомбардировкой поверхности ионами, нейтралами и метастабильями:

$$F_{V<0} = F_i + F_n + F_0 + F_m + \dots = F_i(V) + \Delta F$$

( $\Delta F$  не зависит от потенциала мишени).

Учитывая, что сила давления, обусловленная бомбардировкой поверхности электронами, много меньше силового воздействия, вызванного ионной бомбардировкой [13], имеем

$$(2.1) \quad \delta F = F_{v < 0} - F_{v > 0} = F_i - F_e \simeq F_i.$$

Соотношение (2.1) позволяет выделить вклад ионного компонента в силовое воздействие потока разреженной плазмы на мишень.

В качестве мишеней использовались алюминиевая сфера диаметром  $\sim 38$  мм и диск диаметром 43,5 и толщиной 1,2 мм, ориентированный перпендикулярно вектору скорости набегающего потока. Мишени устанавливались на микровесы компенсационного типа [14, 15], изготовленные на базе стандартной магнитоэлектрической системы миллиамперметра постоянного тока типа Н359. В качестве следящей системы применялся фотодиодный блок усилителя постоянного тока типа Ф359, работающего в комплекте с самопишущим миллиамперметром Н359. При использовании микроамперметра магнитоэлектрической системы компенсационный ток, протекающий через рамку прибора, прямо пропорционален приложенному к ней механическому моменту. Для повышения чувствительности микровесов, уменьшения вклада величины  $\Delta F$  в баланс сил державка мишени помещена в диэлектрическую трубку (стекло) с внутренним диаметром  $\sim 18$  мм. Диапазон измеряемых сил на плече  $L \simeq 450$  мм составляет  $\sim 5 \cdot 10^{-3} - 250$  дин. Погрешность угловой ориентации мишеней в потоке не превышает  $\pm 20'$ .

При измерениях для коэффициента лобового сопротивления тела использовалось соотношение

$$C_x \simeq (2e/M_i)F_x/I_i U_\infty,$$

где  $F_x$  — сила лобового сопротивления модели;  $I_i$  — ионный ток.

Измеренные и расчетные зависимости коэффициента лобового сопротивления сферы и диска от потенциала поверхности для широкого диапазона параметров подобия  $R/\lambda_d$ ,  $eV/W_i$  приведены на рис. 1, 2, где  $C_{0x}$  — значения коэффициентов лобового сопротивления — при  $V = 0$  соответствуют условиям свободномолекулярного обтекания тел нейтральным потоком. Измеренные в сверхзвуковом потоке разреженного частично ионизованного газа при  $U_\infty \simeq 10$  км/с значения  $C_{0x}$  сферы даны в табл. 1 работы [15]. Линиями 1, 2 на рис. 1 показаны зависимости  $C_x/C_{0x}$  от  $\eta^2 = eV/W_i$ , полученные при численном моделировании (модель дискретного обтекания) взаимодействия проводящей сферы при  $R/\lambda_d \simeq 2$  и 14 с потоком разреженной плазмы [2]. Аналогичные данные для диска из [2] иллюстрируют линии 5, 7.

В [1] для зависимости  $C_x/C_{0x}$  от  $\eta^2$  в широком диапазоне параметров  $\eta^2$  и  $R/\lambda_d$  получена эмпирическая формула

$$(2.2) \quad C_x/C_{0x} \simeq 1 + [1 - \exp(-13,63\Phi_W^{0,5}/\eta^2 R/\lambda_d)]^2 \eta^2,$$

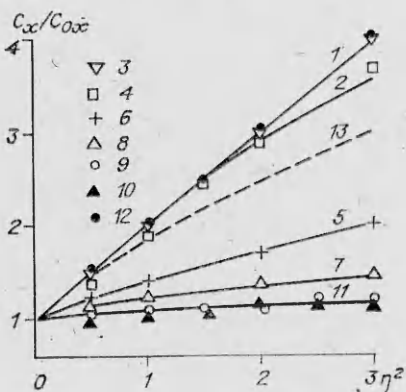


Рис. 1

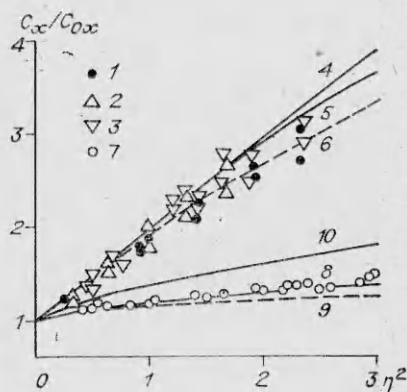


Рис. 2

где  $\Phi_{W^+} = eV/kT_e$ . Точками 12 и линией 13 на рис. 1 представлены рассчитанные по (2.2) для сферы при  $R/\lambda_d \approx 2$  и 14 значения  $C_x/C_{0x}$ , точками 3, 4 — значения  $C_x/C_{0x}$ , рассчитанные при  $R/\lambda_d \approx 2$ ; 14 с помощью аппроксимации, полученной в данной работе,

$$(2.3) \quad C_x/C_{0x} \approx 1 + [1 - \exp(-\Phi_{W^+}^{0.5}/0,263R/\lambda_d)] \eta^2.$$

В диапазоне  $1 \leq R/\lambda_d \leq 15$  рассчитанные по (2.3) значения  $C_x/C_{0x}$  лучше согласуются с результатами численного моделирования [2], чем результаты расчета по (2.2). Точки 6, 8 — расчетные значения  $C_x/C_{0x}$  для диска при  $R/\lambda_d \approx 2$ ; 14, найденные с использованием эмпирической аппроксимации настоящей работы

$$C_x/C_{0x} \approx 1 + [1 - \exp(-\Phi_{W^+}^{0.5}/0,3\eta^2 R/\lambda_d)] (\sqrt{1 + \eta^2} - 1).$$

Точки 9, 10 — экспериментальные значения  $C_x/C_{0x}$  круглого проводящего диска настоящей работы в потоках разреженной плазмы He, Ne, N<sub>2</sub>, Ar, Kr и Xe. Кривая 11 — расчетные значения  $C_x/C_{0x}$  диска при  $W_i \approx 60$  эВ ( $U_\infty \approx 9,4$  км/с),  $T_e \approx 3$  эВ и  $R/\lambda_d \approx 117$  в потоке Xe<sup>+</sup>, полученные с помощью эмпирической аппроксимации, применимой для  $R/\lambda_d \geq 50$ ,

$$C_x/C_{0x} \approx 1 + [1 - \exp(-\Phi_{W^+}^{0.5}/0,3R/\lambda_d)] (\sqrt{1 + \eta^2} - 1).$$

Приведенные на рис. 1 данные иллюстрируют тенденцию ослабления влияния потенциала поверхности на  $C_x/C_{0x}$  проводящего диска с увеличением параметра  $R/\lambda_d$ . Аналогичную тенденцию для проводящей сферы демонстрирует рис. 2, где точки 1, 2 — экспериментальные результаты рис. 4 работы [1], полученные в потоке ионов Hg<sup>+</sup> при  $W_i \approx 105$ ; 150 эВ и  $R/\lambda_d \approx 10$ . Точки 3 — данные рис. 5 из [1] при  $R/\lambda_d \approx 10$ , линия 5 — численные результаты [2] для сферы при  $R/\lambda_d \approx 14$ , 6 — расчетные значения  $C_x/C_{0x}$  по (2.2), 4 — эмпирическая зависимость (2.3). Точки 7 — экспериментальные данные настоящей работы. Кривая 8 соответствует аппроксимации

$$C_x/C_{0x} \approx 1 + [1 - \exp(-\Phi_{W^+}^{0.5}/0,263R/\lambda_d)] \eta^{2/3},$$

полученной для  $R/\lambda_d \geq 50$ , характеризует условия эксперимента в потоке Xe<sup>+</sup> при  $W_i \approx 65$  эВ,  $T_e \approx 3$  эВ и  $R/\lambda_d \approx 102$ ; 9 — расчетные значения  $C_x/C_{0x}$  по (2.2); 10 — численные результаты [13] при зеркальном отражении ионов потока разреженной плазмы поверхностью большой сферы.

Сравнение расчетных и измеренных для различных  $R/\lambda_d$  значений  $C_x/C_{0x}$  сферы и диска свидетельствует о том, что с ростом  $R/\lambda_d$ , уменьшением размеров возмущенной зоны ослабевает влияние формы тела, кривизны поверхности и тангенциальной составляющей скорости ионов [16]: различие значений  $C_x/C_{0x}$  диска и сферы уменьшается. В пределе для больших  $R/\lambda_d$   $C_x/C_{0x}$  стремится к 1.

3. Численные и экспериментальные исследования обтекания и структуры возмущенной зоны около осесимметричного тела в сверхзвуковом потоке разреженного частично ионизованного газа [2, 3, 17] свидетельствуют о том, что при  $R/\lambda_d \geq 10^2$  динамическое взаимодействие тела с потоком характеризует взаимодействие частиц набегающего потока с лицевой поверхностью тела. Собственное магнитное поле существенно изменяет обтекание и структуру возмущенной зоны. Экспериментальное изучение структуры возмущенной зоны в окрестности сферы при  $R/\lambda_d \geq 10^2$  проводилось в рабочей части струи с минимальным градиентом параметров в осевом и радиальном направлениях. Сфера радиусом  $R \approx 3,1$  см установлена в сечении струи N<sub>2</sub><sup>+</sup> с равномерным распределением параметров: напряженностью внешнего магнитного поля  $H \approx 2$  Э, т. е.  $R/r_i \approx 1 \cdot 10^{-3}$ ,  $R/r_e \approx 1,0$  ( $r_\alpha$  — ларморовский радиус частиц сорта  $\alpha$ ), массовой скоростью  $U_\infty \approx 21$  км/с, концентрацией заряженных частиц  $N_\infty \approx 3,7 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup>. В качестве источника собственного магнитного поля тела служил соленоид с внешним диаметром 50, внутренним 20 мм и высотой 34 мм. Распре-

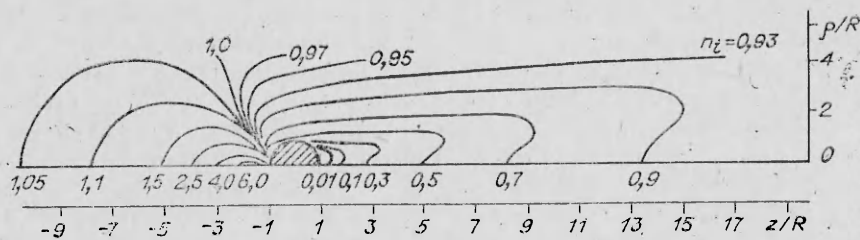


Рис. 3

деление осевой и радиально-азимутальной составляющих напряженности магнитного поля соленоида показано на рис. 6 работы [18].

Напряженность собственного магнитного поля такова, что в окрестности тела возникает область локально замагниченной плазмы:  $r_e \ll R \ll r_i$ . Для определения параметров такой плазмы плоский зонд в следе и цилиндрические зонды в следе и у лицевой поверхности тела ориентировались перпендикулярно векторам напряженности магнитного поля и скорости потока. Измерения плотности заряженных частиц проводились с использованием ионной ветви зондовой характеристики [19, 20].

Структура возмущенной зоны около сферы с собственным магнитным полем при  $S_i = U_\infty / \sqrt{2kT_e/M_i} \approx 4,3$ ,  $R/\lambda_d \approx 126$ ,  $\Phi_w \approx -1,8$  и  $T_e/T_i \approx 4$  показана на рис. 3, где  $z$  — расстояние от центра модели в направлении потока,  $\rho$  — расстояние от центра модели в поперечном направлении,  $R$  — радиус модели,  $n_i = I_{i\text{сл}}/I_i^\infty$  — отношение возмущенного ионного тока к его невозмущенному значению в том же сечении  $z/R = \text{const}$ . Вектор напряженности собственного магнитного поля сферы параллелен вектору скорости набегающего потока. Особенности структуры возмущенной зоны при обтекании диска с собственным магнитным полем при  $R/\lambda_d \geq 10^2$  и  $U_\infty \parallel \mathbf{H}$  показаны на рис. 6 работы [21].

Структуру возмущенной зоны при обтекании осесимметричного тела с собственным магнитным полем сверхзвуковым потоком разреженного частично ионизованного газа при  $R/\lambda_d \geq 10^2$  и  $U_\infty \parallel \mathbf{H}$  характеризуют плазменное образование струйного типа с повышенной концентрацией заряженных частиц у лицевой поверхности и область сильного разрежения в ближнем следе за телом. Возмущение ионного компонента сверхзвукового потока с появлением слабого ( $r_e \ll R \ll r_i$ ) магнитного поля в окрестности тела обусловлено влиянием самосогласованного поля и иллюстрирует коллективный характер взаимодействия потока разреженной плазмы с собственным магнитным полем тела.

Особенности обтекания и элементы структуры возмущенной зоны около тела с собственным магнитным полем при  $R/\lambda_d \geq 10^2$  и  $U_\infty \parallel \mathbf{H}$  (рис. 6 из [21], рис. 7, а из [18] и рис. 3 настоящей работы) свидетельствуют о том, что динамическое взаимодействие потока разреженной плазмы происходит с лицевой поверхностью тела. Это обстоятельство использовано при экспериментальном исследовании влияния собственного магнитного поля ( $U_\infty \parallel \mathbf{H}$ ) на сопротивление большого ( $R/\lambda_d \geq 10^2$ ) осесимметричного тела: в качестве чувствительного элемента, установленного на микровесах, использовалась полусфера. Соленоид, закрепленный на стационарной опоре, расположен внутри сферы, образованной двумя полусферами,

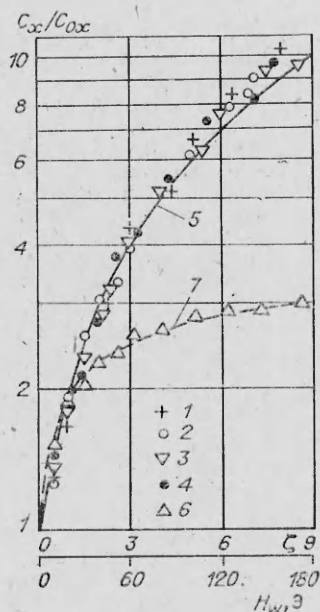


Рис. 4

и в ближнем следе за диском. В качестве моделей применялись диск и сфера (состоящая из двух полусфер), изготовленные из плотной бумаги ( $R \approx 3,1$  см). Структура возмущенной зоны при осесимметричном обтекании большого ( $R/\lambda_d \geq 10^2$ ) диэлектрического тела при «плавающем» отрицательном потенциале его поверхности идентична структуре возмущенной зоны около отрицательно заряженных проводящих сферы (рис. 1 из [17]) и диска (рис. 1 из [21]).

Зависимость  $C_x/C_{0x}$  от  $\zeta = \beta e U_\infty P_m / c W_i$  или  $H_W$  ( $\beta \approx 3,06$  см<sup>-2</sup>,  $P_m$  — магнитный момент соленоида,  $c$  — скорость света,  $H_W$  — напряженность магнитного поля на поверхности тела), иллюстрирующая влияние собственного магнитного поля на сопротивление большого осесимметричного тела при  $U_\infty \parallel H$ , показана на рис. 4. Точки 1 характеризуют условия эксперимента для сферы в потоке  $N_2^+$  при  $U_\infty \approx 8,2$  км/с и  $N_\infty \approx 3,7 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup>; 2 —  $U_\infty \approx 9$  км/с,  $N_\infty \approx 1,9 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup>; 3 —  $U_\infty \approx 11,7$  км/с,  $N_\infty \approx 6,8 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup>; 4 —  $U_\infty \approx 12,4$  км/с,  $N_\infty \approx 1,8 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup>. Кривая 5 соответствует эмпирической зависимости  $C_x/C_{0x} \approx 1 + 3,06 e U_\infty P_m / c W_i$ . Экспериментальные результаты для диска в потоке разреженной плазмы  $N_2$  при  $U_\infty \approx 12,4$  км/с и  $N_\infty \approx 1,8 \cdot 10^9$  см<sup>-3</sup> показаны точками 6. Кривая 7 — аппроксимация  $C_x/C_{0x} \approx 1 + (3,06 e U_\infty P_m / c W_i)^{1/3}$ .

Приведенные данные свидетельствуют о том, что при  $U_\infty \parallel H$  частицы, отраженные собственным магнитным полем, вносят в силовые характеристики осесимметричного тела значительно больший вклад, чем частицы, сталкивающиеся с поверхностью. Это подтверждают и оценки [4].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Нечтел Е., Питте У. Экспериментальное исследование сопротивления движению спутников, обусловленного электрическими силами.— РТК, 1964, т. 2, № 6.
2. Масленников М. В., Сигов Ю. С., Чуркина Г. П. Численные эксперименты по обтеканию тел различной формы разреженной плазмой.— Космич. исслед., 1968, т. 6, № 2.
3. Сапожников Г. И. Экспериментальные исследования потока ускоренных ионов и его взаимодействия с обтекаемыми моделями.— Учен. зап. ЦАГИ, 1971, т. 2, № 1.
4. Гулько Ю. Ф., Курбатова Г. И., Филиппов Б. В. Методика расчета аэродинамических коэффициентов тел в сильно разреженной плазме при наличии собственного магнитного поля.— В кн.: Аэродинамика разреженных газов. Вып. 6. Л.: ЛГУ, 1973.
5. Хазен А. М., Шувалов В. А. Определение параметров частично ионизованного газа термоанемометром.— ЖТФ, 1966, т. 36, № 2.
6. Грановский В. Л. Электрический ток в газе.— М.: Гостехиздат, 1952.
7. Weber W. J., Armstrong R. J., Trulsen J. Ion-beam diagnostics by means of an electron-saturated plane Langmuir probe.— J. Appl. Phys., 1979, v. 50, N 7.
8. Шувалов В. А. Об определении плотности заряженных частиц в неравновесной разреженной плазме по характеристике зонда Ленгмюра.— ТВТ, 1972, т. 10, № 3.
9. Goodall C. V., Polychronopoulos B. Measurement of electron density in low density plasma from the electron accelerating region characteristics of cylindrical Langmuir probes.— Planet. Space Sci., 1974, v. 22, N 12.
10. Шувалов В. А., Чурилов А. Е., Турчин В. В. О диагностике струи разреженной плазмы с применением зондового и СВЧ-методов.— ТВТ, 1978, т. 16, № 1.
11. Sanmartin J. R. End effect in Langmuir probe response under ionospheric satellite conditions.— Phys. Fluids, 1972, v. 15, N 6.
12. Шувалов В. А., Губин В. В. Об определении степени неизотермичности потока разреженной плазмы зондовыми методами.— ТВТ, 1978, т. 16, № 4.
13. Гуревич А. В., Москаленко А. М. О торможении тел, движущихся в разреженной плазме.— В кн.: Исследование космического пространства. М.: Наука, 1965.
14. Марсден Д. Г. Микровесы средней чувствительности для измерения сил давления молекулярных пучков.— Приборы для научных исследований, 1968, т. 39, № 1.
15. Шувалов В. А. О передаче импульса газовых ионов поверхности твердого тела.— ПМТФ, 1984, № 3.
16. Курьшев А. П. Обтекание сферы потоком разреженной плазмы.— В кн.: Аэродинамика разреженных газов. Вып. 5. Л.: Изд-во ЛГУ, 1970.
17. Шувалов В. А. Обтекание сферы потоком неравновесной разреженной плазмы.— Геомагнетизм и аэронавигация, 1979, т. 19, № 6.
18. Шувалов В. А. О структуре плазменных образований у поверхности цилиндра в потоке частично ионизованного газа.— ПМТФ, 1984, № 4.

19. Каган Ю. М., Перель В. И. О диагностике плазмы в магнитном поле с помощью тонкого цилиндрического зонда. — ЖТФ, 1968, т. 38, № 10.  
 20. Носачев Л. В., Скворцов В. В. Характеристики зондов в замагниченном потоке синтезированной плазмы. — ЖТФ, 1978, т. 48, № 11.  
 21. Шувалов В. А. О влиянии собственного магнитного поля на структуру возмущенной зоны около тела в потоке разреженной плазмы. — ЖТФ, 1984, т. 54, № 6.

Поступила 17/IV 1985 г.

УДК 532.526

## О НЕКОТОРЫХ СВОЙСТВАХ СЛОЕВ СМЕШЕНИЯ

Е. В. Богданова, О. С. Рыжов  
(Москва)

Рассматриваются свойства решений уравнения Фолкнера — Скэн в предельном случае, когда величина содержащегося в нем параметра стремится к нулю. Формулируются два типа граничных условий, первый из которых соответствует потоку в симметричном следе, второй — обтеканию пластинки. Результаты расчетов и асимптотического анализа позволяют заключить, что переход от одних граничных условий к другим влечет за собой резкое изменение положения слоя смешения.

1. Пусть  $x$  и  $y$  — декартовы координаты пространства,  $v$  — кинематический коэффициент вязкости,  $U(x)$  — продольная составляющая скорости на внешнем краю пограничного слоя. Следуя Гертлеру [1], введем безразмерные переменные

$$(1.1) \quad \xi = \frac{1}{v} \int_0^x U(x) dx, \quad \eta = yU(x) \left[ 2v \int_0^x U(x) dx \right]^{-\frac{1}{2}}$$

и возьмем функцию тока  $\psi$  в виде

$$(1.2) \quad \psi = v (2\xi)^{1/2} f(\xi, \eta).$$

Уравнение для  $\psi$  гласит

$$(1.3) \quad \frac{\partial^3 f}{\partial \eta^3} + f \frac{\partial^2 f}{\partial \eta^2} + \beta(\xi) \left[ 1 - \left( \frac{\partial f}{\partial \eta} \right)^2 \right] = 2\xi \left( \frac{\partial f}{\partial \eta} \frac{\partial^2 f}{\partial \xi \partial \eta} - \frac{\partial f}{\partial \xi} \frac{\partial^2 f}{\partial \eta^2} \right),$$

где

$$(1.4) \quad \beta = 2U^{-2}(x) \frac{dU}{dx} \int_0^x U(x) dx.$$

Сформулируем граничные условия при  $\eta = 0$ , соответствующие потоку в симметричном следе и обтеканию плоской пластинки. На оси следа

$$(1.5) \quad f = \partial^2 f / \partial \eta^2 = 0,$$

в то время как на поверхности пластинки

$$(1.6) \quad f = \partial f / \partial \eta = 0.$$

Условие на внешнем краю пограничного слоя ставится в качестве предельного

$$(1.7) \quad \partial f / \partial \eta \rightarrow 1 \quad \text{при } \eta \rightarrow \infty$$

для всех изучаемых ниже течений.

При  $U = U_0 = \text{const}$  параметр  $\beta = 0$ . В этом случае функция  $f$  может зависеть от единственной переменной  $\eta$ . Однако автомодельного решения уравнения (1.3), которое удовлетворяло бы краевым условиям (1.5), за исключением тривиального  $f = \eta$ , не существует. Замена условий (1.5) на (1.6) приводит к известной задаче об обтекании полубесконечной пластинки равномерным потоком. Ее решение, принадлежащее Блазиусу [1], не представляет интереса для последующего анализа, посвященного