

на полированном Ag при $u_\infty \simeq 3,7$ км/с [13]. Темный треугольник для Kr^+ (кривая 2), светлые точки для He^+ (кривая 3) — данные работы [11], светлые треугольники для He^+ — результаты [11] с учетом поправки на распыление. Температура поверхности зондов при измерении α_i $T_w \simeq 304$ — 318 К.

Полученные результаты удовлетворительно согласуются с данными других работ. Разброс измеренных значений α_i не превосходит 7,5%. Характерным для приведенных данных является уменьшение α_i с ростом атомного веса мишени M .

Поступила 28 III 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Баранцев Р. Г. Взаимодействие разреженных газов с обтекаемыми поверхностями. М., «Наука», 1975.
2. Сапожников Г. И. Экспериментальные исследования потока ускоренных ионов и его взаимодействия с обтекаемыми моделями. — Учен. зап. ЦАГИ, 1971, т. 2, № 1.
3. Хазен А. М., Шувалов В. А. Определение параметров частично ионизованного газа термоанемометром. — ЖТФ, 1966, т. 36, № 2.
4. Хазен А. М., Шувалов В. А. Применение термоанемометра—зонда Ленгмюра для диагностики разреженной плазмы. — ТВТ, 1969, т. 7, № 5.
5. Физико-химические свойства элементов. Киев, «Наукова думка», 1965.
6. Добрецов Л. Н., Гомоюмова Н. П. Электронная и ионная эмиссия. М., «Наука», 1968.
7. Каминский М. Атомные и ионные столкновения на поверхности металла. М., «Мир», 1967.
8. Грановский В. а т лектрический ток в газе. Гостехиздат. М., 1952.
9. Compton K. T., L nar S. A test of the classical «momentum transfer» theory of accommodation coefficients of ions at cathodes. — «Phys. Rev.», 1933, vol. 44, N 9.
10. Ерофеев А. И. Об обмене энергией и импульсом между атомами и молекулами газа и поверхностью твердого тела. — ПМТФ, 1967, № 2.
11. Гусев К. И., Рыжов Ю. А., Шкарбан И. И. Измерение коэффициента аккомодации энергии при бомбардировке металлов положительными ионами инертных газов. — В кн.: Аэродинамика разреженных газов. Вып. 7. Ленинград, изд. Ленингр. ун-та, 1974.
12. Ерофеев А. И., Омелик А. И. Моделирование натуральных аэродинамических условий полета в верхних слоях атмосферы. — «Труды ЦАГИ», 1975, № 1641.
13. Жилиев И. Р., Омелик А. И. Термоэлектрический измеритель тепловых потоков компенсационного типа. — ТВТ, 1973, т. 11, № 2.

УДК 533.9

СТРУКТУРА СЛЕДА ПРИ ОБТЕКАНИИ БЫСТРО ДВИЖУЩЕГОСЯ ТЕЛА РАЗРЕЖЕННОЙ ПЛАЗМОЙ

С. И. Анисимов, Ю. В. Медведев, Л. П. Питаевский

(Москва)

В ионосферной аэродинамике при изучении качественных особенностей обтекания тел разреженной плазмой часто рассматривается модельная задача о течении за плоской пластинкой. Постановка задачи и ее связь с обтеканием реальных объектов подробно обсуждаются в работе [1].

Анализу модельной задачи посвящен ряд работ, в которых использовались в основном два подхода: описание течения с помощью автомоделного решения, найденного в [2, 3], и численное решение уравнений движения плазмы [4—7]. Обзор основных результатов, полученных обоими методами, можно найти в [1, 6].

В данной работе задача о поперечном сверхзвуковом обтекании плоской пластинки решена численно. Плазма предполагается бесстолкновительной и описывается кинетическим уравнением с самосогласованным полем. Для решения кинетического уравнения используется метод частиц в ячейках. В отличие от большей части выполненных ранее численных расчетов [4—6] рассматривается практически наиболее интересный случай обтекания тела, размер которого R много больше дебаевского радиуса D_D в невозмущенной плазме. Практически все известные результаты для этого случая получены с использованием автомоделного решения [2, 3], которое справедливо, однако, не во всей области возмущенного течения и поэтому не дает полного решения задачи. Отдельные численные расчеты (см. [7]) мало дополняют автомоделный анализ, поскольку относятся к весьма узкой области параметров течения.

Здесь же основное внимание уделяется изучению структуры следа за плоской пластинкой и неустойчивости плазмы в следе. Расчеты проведены в широком интервале изменения отношения $\beta = T_e/T_i$ и позволяют проследить процессы ускорения ионов, взаимодействия ускоренной группы ионов с плазмой, развития неустойчивости пучкового типа [1, 8], формирования и распада турбулентного следа. Обсуждаемые ниже качественные особенности структуры следа сохраняются, конечно, и при обтекании плазмой реальных трехмерных тел.

1. Принятая в данной работе постановка задачи об обтекании подробно обсуждается в [1]. Рассмотрим стационарное течение плазмы в окрестности плоской пластинки. Скорость плазмы V вдали от пластинки направлена по нормали к ней и удовлетворяет неравенствам

$$(1.1) \quad \sqrt{T_e/m_i} \ll V \ll \sqrt{T_e/m_e}.$$

Первое из неравенств означает, что течение сверхзвуковое. При этом за обтекаемой пластинкой остается свободная от ионов цилиндрическая область с поперечным сечением, равным площади пластинки. В эту область, как в вакуум, расширяется плазма. В системе координат, в которой плазма вдали от обтекаемого тела покоится, заполнение цилиндрической полости является нестационарным процессом, который в точности соответствует свободному расширению плазмы в вакуум [2, 3, 9] до тех пор, пока не произойдет столкновение двух потоков частиц, приходящих с противоположных сторон полости. В системе координат, связанной с обтекаемым телом, течение стационарно и представляет собой суперпозицию поперечного расширения и продольного сноса со скоростью V . Таким образом, структура следа в последовательных сечениях на разных расстояниях z от обтекаемой пластинки соответствует последовательным стадиям нестационарного заполнения плазмой полости. Одно течение получается из другого путем замены $z \rightarrow Vt$. Эта аналогия, хорошо известная из гиперзвуковой аэродинамики [10] и подробно обсуждаемая в [1, 5], существенно используется в дальнейших расчетах.

Второе из неравенств (1.1) означает, что скорость движения плазмы относительно пластинки много меньше тепловой скорости электронов. Это условие позволяет упростить задачу и считать распределение электронов локально-равновесным в самосогласованном электрическом поле, т. е. положить

$$(1.2) \quad n_e = n_0 \exp(e\varphi/T_e),$$

где n_e — электронная плотность; φ — потенциал самосогласованного поля.* Последний определяется из решения уравнения Пуассона

$$(1.3) \quad \Delta\varphi + 4\pi e(n_i - n_e) = 0,$$

где $n_i = \int f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v}) d\mathbf{v}$ — ионная плотность; $f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ — функция распределения ионов; n_e дается соотношением (1.2).

Функция распределения ионов может быть найдена из решения бесстолкновительного кинетического уравнения

$$(1.4) \quad V \frac{\partial f}{\partial z} + v_x \frac{\partial f}{\partial x} - \frac{e}{m_i} \frac{\partial \varphi}{\partial x} \frac{\partial f}{\partial v_x} = 0.$$

При записи уравнения (1.4) предполагается, что скорость V направлена по оси z и пластинка имеет неограниченную протяженность в направлении y . Последнее допущение принято для простоты (более близкой к реальности была бы задача с цилиндрической симметрией) и позволяет пренебречь производными функции распределения и потенциала по переменной y . Заметим, что при больших скоростях течения V компонента электрического поля $E_z = -\partial\varphi/\partial z$ также мала в сравнении с $E_x = -\partial\varphi/\partial x$ и по этой причине опущена в написанных уравнениях. Определяемая уравнением (1.4) функция $f(x, z, v_x)$ получается из исходной функции распределения ионов $f_i(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ интегрированием по компонентам скорости v_y и v_z , не входящим в уравнения.

Для решения системы (1.2)–(1.4) в данной работе применен метод частиц в ячейках [11]. Поскольку электроны предполагаются распределенными по Больцману, моделирование проводится для одного сорта частиц — ионов. Однако при этом уравнение для потенциала φ становится нелинейным.

Интегрирование системы производилось при следующих граничных условиях. При $z > 0$ на плоскости симметрии $x = 0$ для частиц ставится условие зеркального отражения, а электрическое поле полагается равным нулю. Такие же условия ставятся на границе счетной области $x = R_0$. При $z = 0$ в области $0 \leq x \leq R$ частицы отсутствуют, а область $R < x \leq R_0$ равномерно заполнена плазмой, в которой ионы имеют максвелловское распределение по v_x . Численное решение сформулированной задачи получено для следующей области значений переменных и параметров:

$$0 \leq z \leq 250V\omega_{pi}^{-1}; \quad 0 \leq x \leq R_0; \quad R = 100D_i; \\ 200 \leq R_0/D_i \leq 600; \quad 1 \leq T_e/T_i \leq 200.$$

2. Результаты расчетов удобно представить, воспользовавшись безразмерными переменными. Координата x отнесена к ионному дебаевскому радиусу невозмущенной плазмы D_i , координата z — к длине $V\omega_{pi}^{-1}$, равной дебаевскому радиусу D_i , умноженному на число Маха невозмущенного течения. В качестве единицы скорости выбрана величина $\sqrt{T_i/m_i}$, потенциала — T_i/e , напряженности электрического поля — $\sqrt{4\pi n_0 T_i}$, плотности — n_0 . Энергия выражается в единицах энергии ионов невозмущенного плазменного столба единичного сечения с длиной, равной дебаевскому радиусу.

* Заметим, что на достаточно больших расстояниях от тела заполнение разреженной зоны происходит со скоростью порядка тепловой скорости ионов. В этой области (1.2) выполняется при любой скорости тела.

Рассмотрим сначала случай однотемпературной плазмы ($T_e = T_i$). При малых z движение плазмы в направлении x есть обычное расширение в вакуум. При $z \sim 20$ становится заметным взаимодействие встречных потоков, приходящих с противоположных сторон следа, и расширение замедляется. Усредненная по всему интервалу значений x скорость ионов V_{0x} , смещение центра масс ΔX_0 и величина $R - X_m$ (X_m — координата фронта больших ионов) как функции координаты z приведены на фиг. 1. На начальной стадии среднемассовое движение происходит с постоянным ускорением [9], а затем при $z \sim 40$ устанавливается движение с постоянной скоростью. Штрихом на фиг. 1 показаны те же зависимости для свободного расширения в вакуум.

Расширение в вакуум сопровождается ускорением ионов в электрическом поле. Полная энергия ионной компоненты ϵ_i при этом возрастает, а электронной ϵ_e — уменьшается со временем по линейному закону [9]. То же самое происходит в следе на начальной стадии заполнения, когда поток плазмы еще «не знает» о существовании встречного потока с противоположного края следа (фиг. 2). Процесс ускорения ионов продолжается и после столкновения потоков, хотя становится значительно медленнее, чем при свободном расширении (последнему соответствует штрих на фиг. 2).

Взаимодействие встречных потоков существенно меняет вид функции распределения ионов. На фиг. 3 показана проинтегрированная по x функция распределения

$$F_i(z, v_x) = \int_0^{R_0} f(x, z, v_x) dx$$

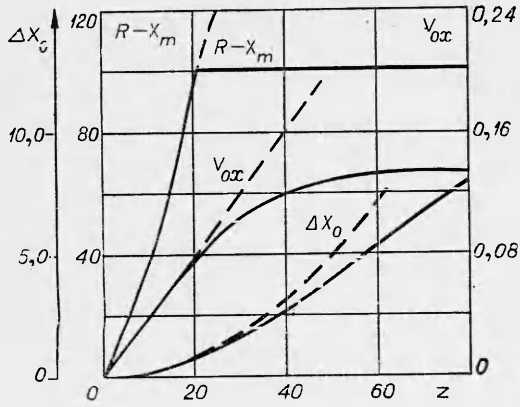
в разных сечениях следа (координата сечения указана на каждой из кривых; функция нормирована на значение в максимуме; сплошная кривая соответствует $R_0 = 400$, остальные — $R_0 = 600$). С ростом z происходит значительная перестройка начальной максвелловской функции распределения. Сначала возрастает число частиц с большими отрицательными (т. е. направленными от центра следа) скоростями, затем в распределении ионов появляется второй максимум.

На фиг. 4 показано семейство линий равного потенциала в плоскости xz . Параметром является значение потенциала. Потенциал при $T_e = T_i$ оказывается монотонной функцией обеих переменных. Плотность энергии самосогласованного поля быстро убывает с ростом z и в среднем составляет лишь незначительную часть от плотности энергии частиц. Заметим, кстати, что отсутствие осцилляций потенциала при $T_e = T_i$ следует также из результатов работы [7] и связано с большим затуханием ионного звука в этом случае.

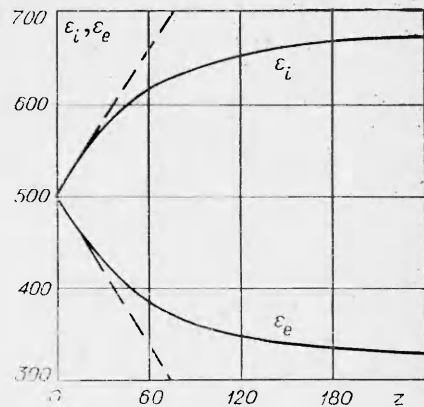
Рассмотрим теперь случай разнотемпературной плазмы, $T_e \neq T_i$. Качественная картина течения в этом случае в основном сохраняется. Однако ряд количественных характеристик обтекания обнаруживает сильную зависимость от параметра неизотермичности $\beta = T_e/T_i$.

С ростом β возрастает скорость заполнения следа плазмой и скорость бесстолкновительного обмена энергией между электронной и ионной компонентами. Полная энергия, передаваемая от электронов ионам, в широком интервале значений β растет линейно с β и составляет примерно одну треть от начальной электронной энергии. Энергия ионной компоненты как функция z при различных β приведена на фиг. 5. Слева указан масштаб для $\beta = 10$ и 50, справа — для $\beta = 100$ и 200.

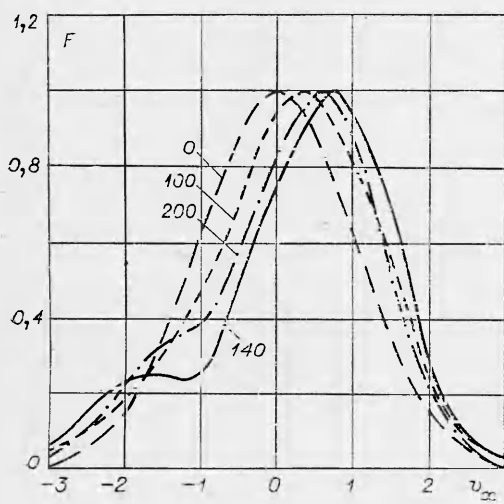
При $T_e \gg T_i$ в процессе заполнения следа происходит очень резкая перестройка ионной функции распределения. На фиг. 6 показана проин-



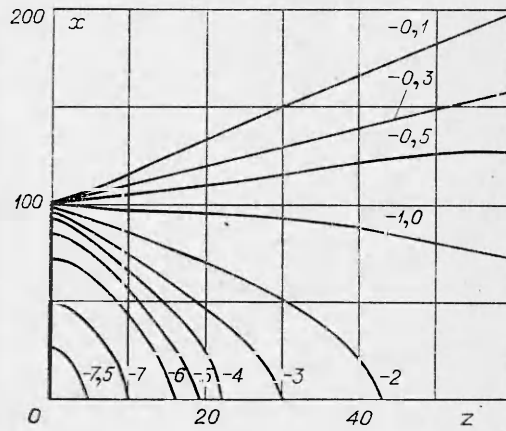
Ф и г. 1



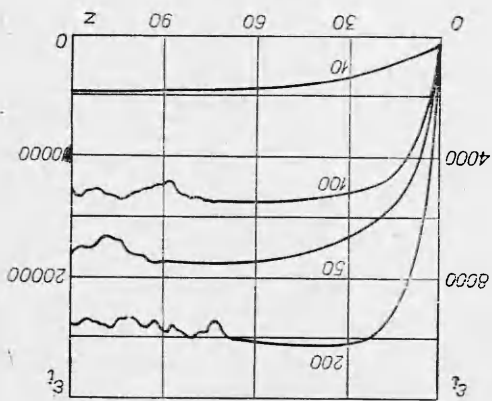
Ф и г. 2



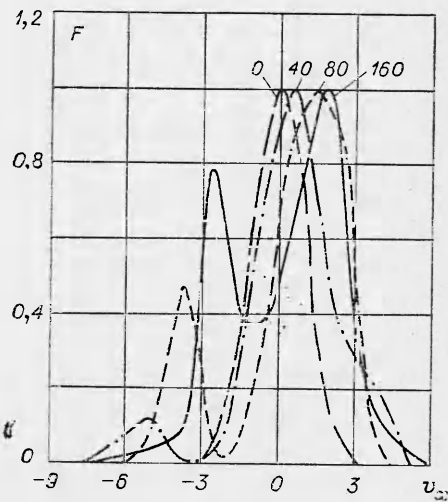
Ф и г. 3



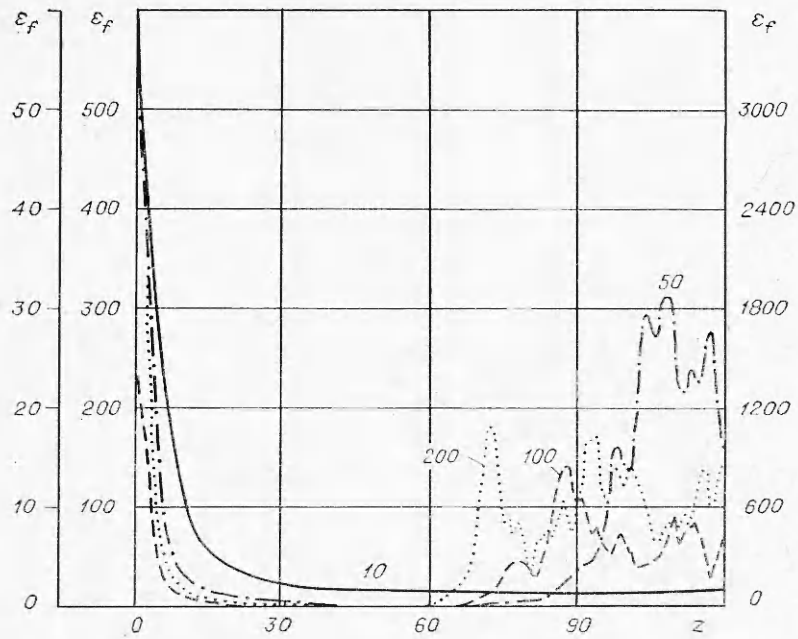
Ф и г. 4



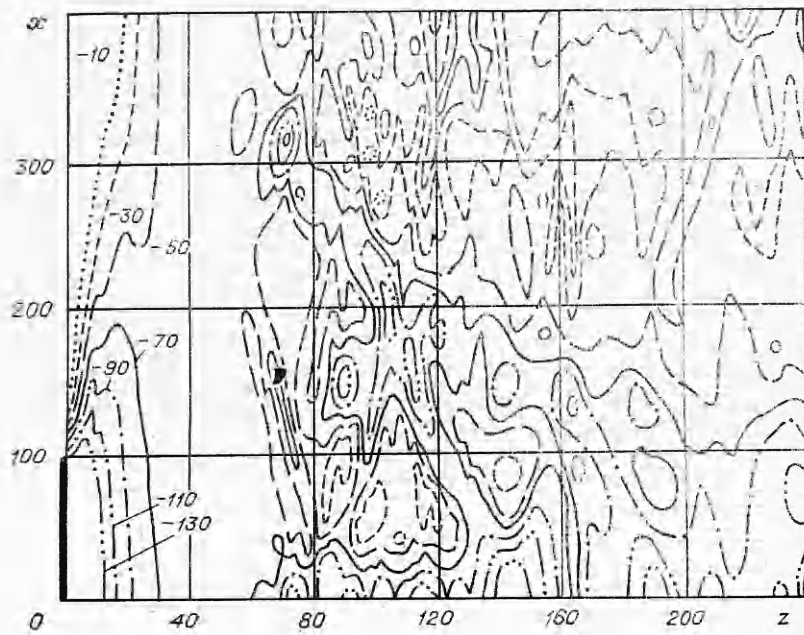
Ф и г. 5



Ф и г. 6



Фиг. 7



Фиг. 8

тегрированная по x функция распределения $F(z, v_x)$ при $\beta = 10$ в разных сечениях следа. Видно, что уже при $z = 40$ распределение ионов имеет выраженную бимодальную форму.

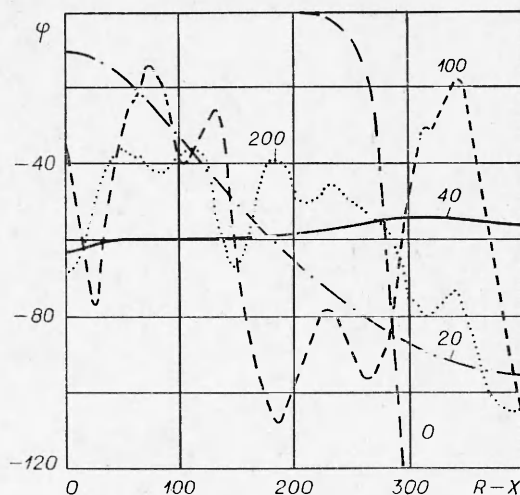
В [1] было показано, что при заполнении каверны за пластинкой следует ожидать возникновения неустойчивости пучкового типа. Развитие неустойчивости, естественно, облегчается с ростом отношения температур β . На фиг. 7 показано, как возрастает по z энергия электрического поля в результате возбуждения ионизвуковых волн при разных β . Крайняя слева шкала соответствует $\beta = 10$, левая — $\beta = 50$

и правая — $\beta = 100$ и 200 . Оцененный из расчетов инкремент неустойчивости оказывается порядка $0,01 \omega_{pi}$ при $\beta = 10$ и $0,02 \omega_{pi}$ при $\beta = 200$. На фиг. 8 изображены линии равного потенциала в плоскости xz при $\beta = 200$. Картина качественно отличается от приведенной на фиг. 4 для случая $\beta = 1$. При $z > 50$ распределение потенциала имеет характер беспорядочных пульсаций, амплитуда которых сначала нарастает с увеличением z , а затем медленно затухает. Это хорошо видно на фиг. 9, где показано распределение потенциала в различных сечениях следа при $\beta = 200$.

При меньших β колебания потенциала имеют меньшую амплитуду и более упорядоченный характер, так что можно говорить о качественном согласии полученной картины с результатами работы [4], где рассмотрено течение плазмы с холодными ионами в окрестности сферы, радиус которой $R \sim D_e$.

Сравнение результатов расчета с автомодельным решением показывает, что последнее дает практически точное количественное описание течения на таких расстояниях от тела, где взаимодействие потоков, проходящих с противоположных сторон следа, не играет существенной роли. Эта область уменьшается с ростом β . При больших z характер течения определяется неустойчивостью, картина развития которой находится в качественном согласии с анализом, проведенным в работе [1].

Авторы выражают благодарность А. В. Гуревичу за обсуждение результатов работы.



Ф и г. 9

Поступила 23 V 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуревич А. В., Питаевский Л. П., Смирнова В. В. Ионосферная аэродинамика. — УФН, 1969, т. 99, вып. 1.
2. Гуревич А. В., Парийская Л. В., Питаевский Л. П. Автомодельное движение разреженной плазмы. — ЖЭТФ, 1965, т. 49, вып. 2(8).
3. Гуревич А. В., Парийская Л. В., Питаевский Л. П. Автомодельное движение разреженной плазмы. II. — ЖЭТФ, 1968, т. 54, вып. 3.
4. Масленников М. В., Сигов Ю. С. Дискретная модель вещества в задаче об обтекании тел разреженной плазмы. — «Докл. АН СССР», 1964, т. 159, № 5.

5. Алиханов С. Г., Белан В. Г., Кичигин Г. Н., Чеботаев П. З. Расширение плазмы в вакуум и обтекание пластинки потоком бесстолкновительной плазмы. — ЖЭТФ, 1970, т. 59, вып. 6.
6. Масленников М. В., Сигов Ю. С., Фадеев И. Н., Чуркина Г. П. Двумерная задача о формировании возмущенной зоны при сверхзвуковом обтекании тела разреженной плазмой. Препринт № 81. М., ИПМ АН СССР, 1974.
7. Liu V., Jew P. Rarefied Gas Dynamics. Ed. by C. L. Brundin. N. Y., 1967.
8. Gurevich A. V., Pitaevsky L. P. Hypersonic body motion through rarefied plasma. — «Phys. Rev. Lett.», 1965, vol. 15, N 8.
9. Анисимов С. И., Медведев Ю. В. Кинетика расширения плазмы в вакуум. Препринт. Черноголовка, ИТФ им Л. Д. Ландау АН СССР, 1977.
10. Хейз У. Д., Пробстин Р. Ф. Теория гиперзвуковых течений. М., ИЛ, 1962.
11. Морз Р. Моделирование многомерной плазмы с помощью метода частиц в ячейке. — В кн.: Вычислительные методы в физике плазмы. М., «Мир», 1974.

УДК 532.529.6

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ СКОРОСТНОЙ СТРУИ, ОБРАЗУЮЩЕЙСЯ ПРИ ЗАХЛОПЫВАНИИ ПУЗЫРЯ

О. В. Воинов

(Москва)

Как известно, захлопывание паровых пузырей в жидкости может вызывать интенсивное разрушение граничных твердых поверхностей. Экспериментальные и теоретические исследования захлопывания пузыря привели к выводу, что поверхность пузыря может деформироваться и образовывать при этом струю жидкости, направленную к твердой поверхности [1, 2]. В теоретических работах [3, 4] получены слишком низкие скорости струи, недостаточные для объяснения разрушения поверхности при однократном ударе. В работе [5] в результате численных расчетов обнаружено, что возможно образование струй, обладающих огромными скоростями. Найдено также, что при захлопывании пузыря около стенки возможны две принципиально различные схемы образования струи. Переход от одной схемы к другой происходит при относительно малом изменении начальной формы пузыря.

В данной работе исследуется случай достаточно малых начальных деформаций пузыря, когда при образовании струи область, занятая пузырем, остается односвязной, т. е. не происходит отделения от пузыря маленького пузырька. В случае второй схемы захлопывания пузыря около стенки связность свободной границы нарушается, при образовании струи отделяется пузырек.

В идеальной несжимаемой жидкости, ограниченной плоской твердой поверхностью и покоящейся на бесконечности, находится пузырь. На границе пузыря давление жидкости $p = 0$, на бесконечности $p = p_\infty$. В начальный момент $t = 0$ заданы форма и положение пузыря. Необходимо определить движение жидкости и форму границы пузыря S при $t > 0$.

Расчет движения жидкости производился численно на ЭВМ БЭСМ-6 при помощи метода расчета потенциальных движений жидкости со свободными границами, предложенного в [6]. Контур пузыря в осесимметричной задаче представлялся при помощи интерполяции на большом числе опорных точек (от 17 до 41). Неизвестными величинами являются координаты опорных точек и значения потенциала скоростей в этих точках. Нестационарная задача решалась по специально разработанной явной схеме. На каждом шаге по времени решалось интегральное уравнение 1-го рода от-