ТЕПЛОФИЗИКА ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР, 1999, том 37, № 1, с. 37–43

УДК 535.8:536.6.078.2:629.7.017.3

ВЛИЯНИЕ ВДУВА ПЕРФТОРЭТИЛЕНА НА СОСТАВ ПЛАЗМЫ ОКОЛО ТЕЛА ПРИ ЕГО ДВИЖЕНИИ В АТМОСФЕРЕ

© 1999 г. А. В. Антипов, Н. Н. Пилюгин, Е. Б. Рудный

НИИ механики МГУ, Москва

Поступила в редакцию 03.10.97 г.

Приведены численные исследования влияния продуктов уноса материала тела на ионизационный состав плазмы в окрестности задней критической точки тела при его движении по баллистической траектории в атмосфере. Рассмотрено влияние вдува перфторэтилена с примесью натрия на зависимости от скорости, высоты и массовой доли вдуваемого вещества таких параметров, как плазменная частота, коэффициент затухания и фазовый коэффициент при распространении радиоволн в донной области. Установлены диапазоны высот прерывания радиосвязи в зависимости от скорости входа, длин радиоволн, массовой доли вдуваемого газа.

Введение. Аэродинамический нагрев при сверхзвуковом движении космических аппаратов в атмосфере приводит к уносу теплозащитного материала с поверхности. Пары уносимого вещества вступают в разнообразные физико-химические реакции и изменяют состав плазмы около тела.

Для решения задачи о рассеянии и поглощении радиоволн при входе космических аппаратов в атмосферу необходимо рассчитывать уровень и распределение электронной концентрации в окрестности размещения радиоантенны [1, 2]. Для снижения уровня аэродинамического нагрева при гиперзвуковых скоростях радиоантенны размещают в кормовой или донной области тела. Действие плазменной оболочки проявляется в течение нескольких минут [1], за которые аппарат проходит наиболее важную часть своей траектории. За последние годы значительные усилия исследователей были направлены на определение тех способов, которые позволили бы снизить влияние плазменных колебаний на распространение радиоволн и нарушение связи. Наиболее перспективными методами решения этой проблемы являются инжекция электрофильных химических веществ в плазму выше мест расположения антенн [3–5], а также изменение параметров потока путем выбора оптимальной аэродинамической формы аппарата [6].

Для того, чтобы определить параметры течения в донной области с учетом химических реакций, необходимо рассчитать газодинамические параметры в ударно-волновых слоях газа вблизи тела. Расчет параметров неравновесного течения в ближнем следе или донной области в настоящее время представляет самую трудную и до конца не решенную задачу. Это связано со сложной картиной течения в донной области, наличием системы скачков и волн разрежения, возвратно-циркуляционной зоны течения, слоя смешения потоков и т.д. [2, 7, 8].

Полный и строгий расчет области, возмущенной телом, движущимся с гиперзвуковой скоростью, с учетом всех неравновесных физико-химических процессов на основе системы уравнений Навье–Стокса является слишком сложной задачей даже для современных ЭВМ. Об этом свидетельствует расчет (в строгой постановке) лишь одной из подобластей возмущенной области даже для модели совершенного газа в случае больших чисел Рейнольдса (10^4–10^5) [9]. Существенная неопределенность в расчете параметров возмущенной области связана с тем, что для системы физико-химических процессов (в особенности при учете вдуваемых с поверхности тела веществ) точно неизвестны константы реакций и коэффициенты переноса, особенно при турбулентных режимах течения.

Эта неопределенность исходных параметров в постановке задачи вместе с невозможностью практического осуществления расчетов по полной системе уравнений гидромеханики для реагирующей смеси газов оправдывают построение приближенных моделей течения с привлечением экспериментальных данных [8, 10–13].

Для определения давления и границы застойной области в ближнем следе за телом используют идеи теории Чепмена–Корста [8]. В наиболее развитой форме эти идеи воплощены в работах [10–13], где основное внимание уделялось расчету донного давления и сравнению с экспериментами. В [14, 15] подобные интегральные методы обобщаются для определения температуры и концентраций компонент в донной области. Справедливость принятых допущений проверяется сравнением с очень ограниченным числом измерений интегральной плотности электронов в более

удаленной области следа за телом, летящим в чистом воздухе [15]. В [14] вообще не дано никакого сравнения с наблюдениями. Поэтому остается открытым вопрос о точности расчетных методик для определения неравновесных параметров.

Таким образом, обзор литературы показывает, что в задаче о неравновесном течении в ближнем следе нет достаточно точного приближенного решения, в котором учитывались бы все основные процессы в зависимости от чисел Маха, Рейнольдса и геометрических параметров тела в широком диапазоне их изменения. Такие решения необходимы для расчета распределений электронной концентрации вдоль всей траектории движения тела.

Поэтому условия в области горла следа для расчета поля течения вниз по потоку задаются двумя разными способами. В одном случае используются решения для поля течения невязкого потока около тела и для неравновесного течения газа в пограничном слое. Далее предполагается, что течение в ближнем следе до некоторого сечения за горлом заморожено. В [7] показано, что в этом случае преувеличена роль процессов переноса в ближнем следе. Поэтому рассчитанная величина энтальпии на оси в горле следа оказывается выше измеренной. В другом предельном случае в области горла следа используется равновесный расчет состава газа при заданном давлении и температуре [2, 5]. Специальные исследования [6, 7, 16] показали, что некоторая вариация начальных условий в горле следа мало влияет на асимптотическое распределение параметров в дальнем следе.

Основные предположения. В 70-е годы в США было проведено несколько запусков космических зондов по программе RAM-C с целью исследования разрушения материалов и их влияния на работу радиоантенн [1, 17]. Типичный отсек летательного аппарата RAM-C представлял собой затупленный конус с углом полураствора 9°, длиной 1.22 м и диаметром носка $d_N = 0.305$ м. Корпус возвращаемого отсека состоял в основном из тефлона (перфторэтилена), а начальные скорости входа в атмосферу для разных запусков составляли 5.5–7.62 км/с. Применительно к этим экспериментам в [17] проведены расчеты ламинарного пограничного слоя на конусе с учетом 15 неравновесных химических реакций. Рассмотрено влияние только примесей натрия, исходная концентрация которого задавалась. Унос тефлона в [17] не учитывался.

Результаты расчетов в [17] сравнивались с экспериментальными данными, полученными в трех полетах RAM-C в диапазоне высот 36–71 км. Для двух экспериментов из трех имелось значительное расхождение с рассчитанными концентрациями электронов. Авторы [17] сделали вывод о том, что на высотах 40–60 км в ударном слое имелся дополнительный источник электронов, и пытались достичь лучшего согласия расчетов с наблюдениями путем произвольного увеличения на порядок скорости реакции рекомбинации

$$Na^+ + 2e \longrightarrow Na + e$$

и даже существенного изменения ее температурной зависимости, однако это также не привело к успеху. Поэтому в [17] отмечается, что вопрос о дополнительном источнике ионизации остается открытым.

Однако расчеты равновесного состава воздушной плазмы с продуктами уноса тефлона в широком диапазоне температур и давлений показали [18], что при температурах $T > 4000$ K и давлении $p > 10$ Тор ионизация углерода в воздухе вносит существенный вклад в электронную концентрацию в ближнем следе за телом. Поэтому для устранения расхождений, отмеченных в [17], следует, по-видимому, более аккуратно учитывать ионизацию продуктов уноса тефлона.

В соответствии с изложенным были приняты следующие предположения. Скорость вдува компонентов продуктов уноса принята постоянной вдоль траектории. Предполагается [2, 18], что в результате деструкции тефлон быстро разлагается на газообразные компоненты, так что в окрестности горла следа присутствуют окислы углерода, компоненты воздуха и фтора. В соответствии с [14] давление p, температура T, концентрации в донной области считались практически постоянными, а скорость газа в задней критической точке близкой к нулю. Поэтому в этой области быстро устанавливается локальное термохимическое равновесие между продуктами уноса тефлона и компонентами воздуха. Обоснованием этому служат оценки времени нахождения частиц газа в области возвратно-циркуляционной зоны и характерного времени протекания реакций, выполненные в [10]. В качестве теплозащитного материала рассмотрим тефлон [18] с примесью натрия. Суммарная доля C_2F_4 в этой области за телом рассчитывается на основе формул [5, 6] для скорости уноса массы с единицы площади и интегрирования по поверхности лобовой части тела.

Уравнение движения тела по баллистической траектории. Рассмотрим движение осесимметричного тела в атмосфере под нулевым углом атаки по плоской траектории с гиперзвуковой скоростью при действии силы лобового сопротивления [2]. Влиянием реактивной силы за счет уноса массы пренебрегаем. Из-за больших сил сопротивления, возникающих при гиперзвуковых скоростях входа по баллистической траектории в атмосферу, можно пренебречь влиянием силы тяжести при определении скорости движения с точностью до нескольких процентов. Кроме того, пренебрегая центробежными силами и предполагая, что угол входа в атмосферу планеты γ

постоянен на всей траектории и равен начальному значению γ_E, имеем

$$M\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{2}\rho v^2 C_D S, \quad \frac{dz}{dt} = -v\sin(\gamma), \qquad (1)$$

где M, v, S – соответственно масса, скорость, характерная площадь миделя тела; C_D – коэффициент полного сопротивления тела; ρ – плотность газа на высоте z; t – время.

Для изотермической атмосферы имеем

$$\rho = \rho_0 \exp(-\lambda z). \qquad (2)$$

Здесь ρ_0 – плотность атмосферы на уровне поверхности планеты; λ^{-1} – шкала высот для плотности. Уравнения (1) и (2) решаются при начальных условиях

$$t = 0, \quad z = z_0, \quad v = v_0.$$

Интегрируя эти уравнения, получим

$$v = v_0 \exp(-a_1 e^{-\lambda z}), \quad a_1 = \frac{\rho_0 g}{2\lambda\beta\sin\gamma_E}, \qquad (3)$$

где a_1 – траекторный параметр; $\beta = C_D S/Mg$ – баллистический фактор.

Определение термодинамических параметров в задней критической точке. Для рассмотренных натурных экспериментов образование различных соединений из исходных компонентов происходит в области задней критической точки за телом [5]. Температура T, давление p и положение задней критической точки определялись на основе теории Чепмена–Корста по аппроксимационным формулам [2, 5]

$$x_T/D = 0.1625 + 0.05625\mathrm{M}_\infty,$$

$$p/p_\infty = 1 + 0.03648\mathrm{M}_\infty^2/(x_T/D), \qquad (4)$$

$$T = 10.02\mathrm{M}_\infty^2 + F(p),$$

$$F(p) =$$

$$= 10^3[1529(p/p_0) + 3.851]/[1000(p/p_0) + 3.085],$$

в которых p_0 – давление при нормальных условиях; M_∞ – число Маха набегающего потока; D – диаметр тела.

Отметим, что наличие в ближнем следе градиентов температуры и концентраций может вызывать диффузионные потоки элементов и нарушать их начальные балансовые соотношения. В [5] приведены оценки максимальных отклонений от исходного соотношения концентрации элементов в набегающем потоке и следе за счет диффузии, которые не превышают 10%.

Были выбраны следующие значения исходных параметров. Начальная скорость входа тела в атмосферу Земли $v_0 = 6$ и 7 км/с, мольная доля тефлона $\chi_{доб} = 0.025$ и 0.1, масса тела $M = 200$ кг, его характерная площадь $S = 0.6$ м^2, коэффициент полного сопротивления $C_D = 1.3$, угол входа в атмосферу Земли $\gamma = 10^0$.

Метод расчета равновесного состава. Расчет равновесного состава смеси воздуха с продуктами разложения тефлона проведен в рамках модели идеального ассоциированного газа по программе [5] с использованием термодинамических данных из банка ИВТАН-ТЕРМО [19] и справочника [20]. Для нахождения равновесного состава минимизировалась общая энергия Гиббса системы

$$G = \sum_i n_i \mu_i$$

при постоянных температуре, давлении и элементном составе при условии неотрицательности чисел молей n_i. Считалось, что химические потенциалы компонентов плазмы описываются соотношением

$$\mu_i = \mu_i^0 + RT\ln(p_i/p^0),$$

где μ_i^0 – стандартный химический потенциал (мольная энергия Гиббса данного газа в идеальном состоянии при стандартном давлении p^0 = = 101 325 Па), p_i – парциальное давление газа. Алгоритм расчета описан в [21].

Мольные энергии Гиббса для соединений, которые могут образовываться из элементов N, F, O, C, Na и электрона, рассчитаны по данным, приведенным в [19] и справочнике [20]. Такими соединениями являются нейтральные атомы и молекулы O, O_2, O_3, F, F_2, FO, F_2O, N, N_2, N_3, NO, NO_2, N_2O, N_2O_3, N_2O_4, N_2O_5, NF, NF_2, NF_3, N_2F_4, FNO, FNO_2, FNO_3, F_3NO, C, C_2, C_3, C_4, C_5, CO, CO_2, C_3O_2, CF, CF_2, CF_3, CF_4, C_2F, C_2F_2, C_2F_3, C_2F_4, C_2F_5, C_2F_6, FCO, F_2CO, CN, NCN, CNN, CNC, CCN, C_2N_2, NCO, FCN, Na, Na_2, NaO, Na_2O, Na_2O_2, NaF, Na_2F_2, Na_3F_3, $NaNO_2$, $NaNO_3$, положительные ионы O^+, O_2^+, N^+, N_2^+, NO^+, NO_2^+, N_2O^+, C^+, C_2^+, CO^+, CO_2^+, CN^+, Na^+, Na_2O^+, электрон и отрицательные ионы O^-, O_2^-, F^-, NO_2^-, NO_3^-, C^-, C_2^-, CN^-.

В результате расчета равновесного состава получены мольные доли соединений $x_i = n_i/\sum_j n_j$, равновесные парциальные давления $p_i = x_i p$, где p – общее давление, и равновесные концентрации $N_i = p_i/kT$.

Совместное влияние примеси натрия и перфторэтилена. Ранее в [5] были проведены расчеты равновесного состава воздушной плазмы с продуктами уноса тефлона в широком диапазоне температур и давлений. Однако в реальных условиях на поверхности тела всегда присутствуют примеси щелочных металлов (в основном натрия)

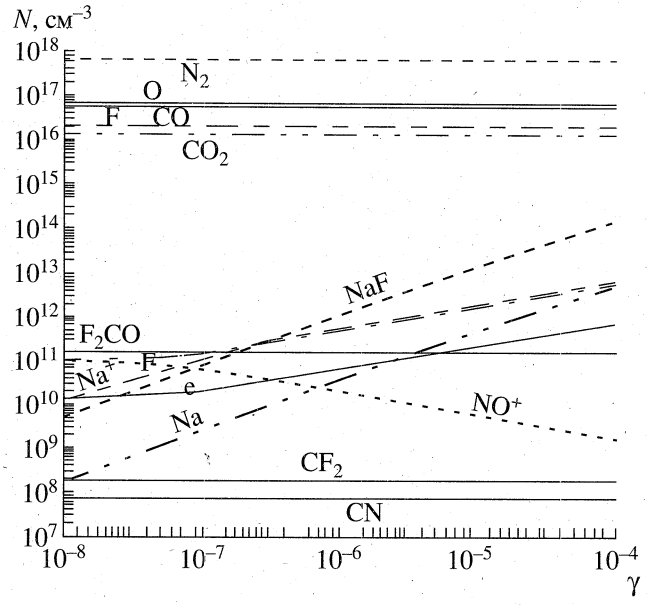

Рис. 1. Концентрации основных компонентов равновесной плазмы воздуха с продуктами уноса тефлона и натрия при T = 3000 K, p = 300 Тор в зависимости от содержания натрия; начальный состав среды $0.79N + 0.21O + 0.01C_2F_4 + \gamma Na$.

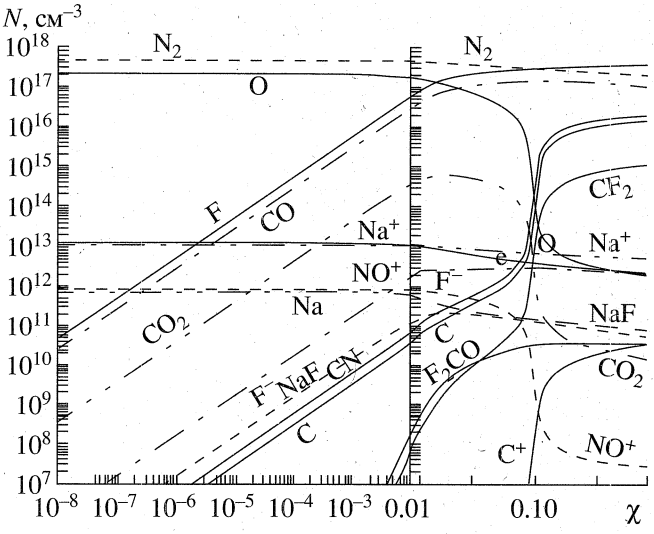

Рис. 2. Концентрация основных компонентов равновесной плазмы воздуха с продуктами уноса тефлона и натрия при T = 4000 K, p = 300 Тор в зависимости от содержания тефлона; начальный состав среды $0.79N + 0.21O + \chi C_2F_4 + 10^{-5}Na$.

и их унос также будет оказывать влияние на ионизационный состав. Для изучения этого вопроса были проведены параметрические расчеты равновесного состава воздушной плазмы с добавкой перфторэтилена и натрия $0.79N + 0.21O + \chi C_2F_4 + \gamma Na$ (рис. 1, 2).

Возможная величина примеси натрия не превышает 10^{-4} мольной доли [18]. Это приводит к тому, что добавка натрия практически не оказывает никакого влияния на нейтральные компоненты воздушной плазмы с добавкой тефлона (см. рис. 1). Однако вследствие сравнительно малой величины потенциала ионизации натрия добавка натрия заметно изменяет концентрации заряженных компонент воздушной плазмы. Концентрация электронов возрастает в 10–100 раз по сравнению со случаем отсутствия натрия.

Расчеты показали, что добавка перфторэтилена при $T \le 3000$ K приводит к существенному снижению концентрации электронов в системе. Во-первых, фтор связывает свободные электроны с образованием стабильного отрицательного иона F^-, во-вторых, фтор связывает натрий с образованием устойчивой молекулы фторида натрия NaF. Однако при 4000 K эффективность добавки перфторэтилена падает (см. рис. 2), концентрация электронов уменьшается всего в 2 раза даже при больших величинах мольной доли C_2F_4.

Рассчитанные зависимости концентрации основных нейтральных и заряженных компонентов воздушной плазмы с добавками перфторэтилена и натрия от температуры показали, что добавка тефлона понижает концентрацию электронов при температурах до 3000 K. Отмечено заметное влияние величины общего давления на концентрацию электронов.

Изменение радиофизических параметров вдоль баллистической траектории. С использованием формул (4), основанных на теории Чепмена–Корста, рассчитаны температура (рис. 3) и давление в задней критической точке при движении тела по баллистической траектории и затем рассчитана концентрация электронов как функция высоты.

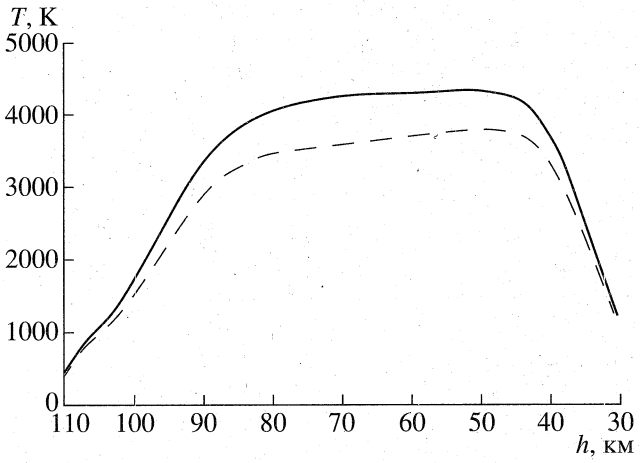

Рис. 3. Зависимость температуры в задней критической точке от высоты при движении тела по баллистической траектории. Сплошная кривая соответствует скорости 7 км/с, пунктирная – 6 км/с.

Известно [1], что величина затухания и отражения электромагнитной волны, падающей на плазменный слой, зависит от отношений частоты электромагнитной волны $\omega = 2\pi f$ к плазменной частоте электронов

$$\omega_p = 2\pi f_p = \sqrt{\frac{4\pi N_e e^2}{m_e}} \simeq 2\pi 8984\sqrt{N_e}, \qquad (5)$$

где N_e в см$^{-3}$, ω_p в с$^{-1}$. Сильное затухание электромагнитной волны происходит при $\omega \le \omega_p$. В этом случае вещественная часть диэлектрической проницаемости плазмы ε' становится отрицательной. При $\omega \simeq \omega_p$ вещественная часть ε' обращается в нуль, а соответствующее значение электронной концентрации называют критическим

$$N_{e,p} \simeq 1.24 \times 10^{-8} f^2. \qquad (6)$$

Здесь f – частота радиопередатчика. Типичные измерения проводят на частотах [2], соответствующих метровому и дециметровому диапазонам

$$f = f_1 = 260 \times 10^6 \text{ Гц}, \quad \lambda_1 = 1.15 \text{ м},$$

$$f = f_2 = 6.00 \times 10^9 \text{ Гц}, \quad \lambda_2 = 0.05 \text{ м},$$

$$f = f_3 = 3.75 \times 10^9 \text{ Гц}, \quad \lambda_3 = 0.08 \text{ м}.$$

Решение уравнения Максвелла для вектора электрического поля $\mathbf{E}$ в гомогенной изотропной среде без источников и стоков с диэлектрической проницаемостью ε' в виде плоской монохроматической волны имеет следующий вид:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-i\omega t} \exp(\pm\gamma_p x), \qquad (7)$$

$$\gamma_p = \alpha_p - i\beta_p, \qquad (8)$$

где t – время; x – координата; $\mathbf{E}_0$ – векторная константа. Знак при γ_p в (7) должен быть выбран так, чтобы удовлетворялось условие излучения [2]. Коэффициент затухания α_p и фазовый коэффициент β_p для радиоволн определяются выражениями [2]

$$\alpha_p = k_0 \left[\frac{(k_r^2 + k_i^2)^{1/2} - k_r}{2} \right]^{1/2}, \qquad (9)$$

$$\beta_p = k_0 \left[\frac{(k_r^2 + k_i^2)^{1/2} + k_r}{2} \right]^{1/2}, \qquad (10)$$

в которых k_0 – волновое число

$$k_r = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu_{ea}^2}, \quad k_i = \frac{\omega_p^2 \frac{\nu_{ea}}{\omega}}{\omega^2 + \nu_{ea}^2}, \qquad (11)$$

ν_{ea} – частота столкновений электронов с молекулами воздуха [1]

$$\nu_{ea} \simeq \frac{4.1 \times 10^{12} p/p^0}{\sqrt{T}}, \text{ с}^{-1}. \qquad (12)$$

В предельном случае $\nu_{ea} \simeq 0$ (бесстолкновительная плазма) и при $\omega > \omega_p$ из формул (7)–(11) видно, что волна распространяется без затухания. При $\omega = \omega_p$ величины α_p и β_p равны нулю, откуда следует, что электромагнитная волна в плазме не распространяется, а полностью отражается от ее поверхности. В плазме с конечной частотой столкновений электронов ненулевые значения α_p и β_p существуют на всех частотах.

Расчеты по формуле (12) при различных скоростях показали, что частота столкновения с молекулами воздуха в интервале высот от 110 до 20 км в логарифмическом масштабе линейно зависит от высоты и практически не зависит от скорости, она может быть аппроксимирована с погрешностью менее 0.5% зависимостью

$$\log(\nu_{ea}) = 11.7809 - 0.05965h, \qquad (13)$$

где h в км, а ν_{ea} в с$^{-1}$. На основе формул (5)–(13) было выполнено шесть вариантов расчета в предположении разного исходного элементного состава в задней критической точке. На рис. 4 кривая *1* соответствует случаю ионизации чистого воздуха, кривые *2* и *3* – ионизации воздуха в присутствии перфторэтилена. Кривая *4* показывает плазменную частоту в воздушной плазме с примесями натрия, а кривые *5* и *6* – в воздушной плазме в присутствии натрия и перфторэтилена. Видно, что примеси натрия увеличивают концентрацию электронов в донной области тела, а добавка тефлона ее подавляет. Горизонтальные прямые *7* и *8* отвечают частотам $f = 6$ ГГц и $f = 3.75$ ГГц. Пересечение этих прямых с кривыми $f_p(h)$ соответствует границам нарушения радиосвязи в данном частотном диапазоне. Добавка тефлона (кривая *2*) значительно сужает интервал нарушения радиосвязи по сравнению с чистым воздухом. В случае присутствия натрия интервал нарушения радиосвязи возрастает. На рис. 5 приведено изменение с высотой коэффициента затухания α_p и фазового коэффициента α_p. Эти зависимости дают дополнительную информацию о распространении радиосигнала в плазме следа.

Если использовать распределенный вдув тефлона (без Na), то можно добиться того, что будет выполнено условие

$$\omega = \omega_p \simeq 2\pi 8984\sqrt{N_e} = \text{const} \qquad (14)$$

во всем интервале высот. С другой стороны, расчеты по изложенному выше алгоритму дают зависимость $N_e = N_e(\chi(h))$, где χ – массовая доля

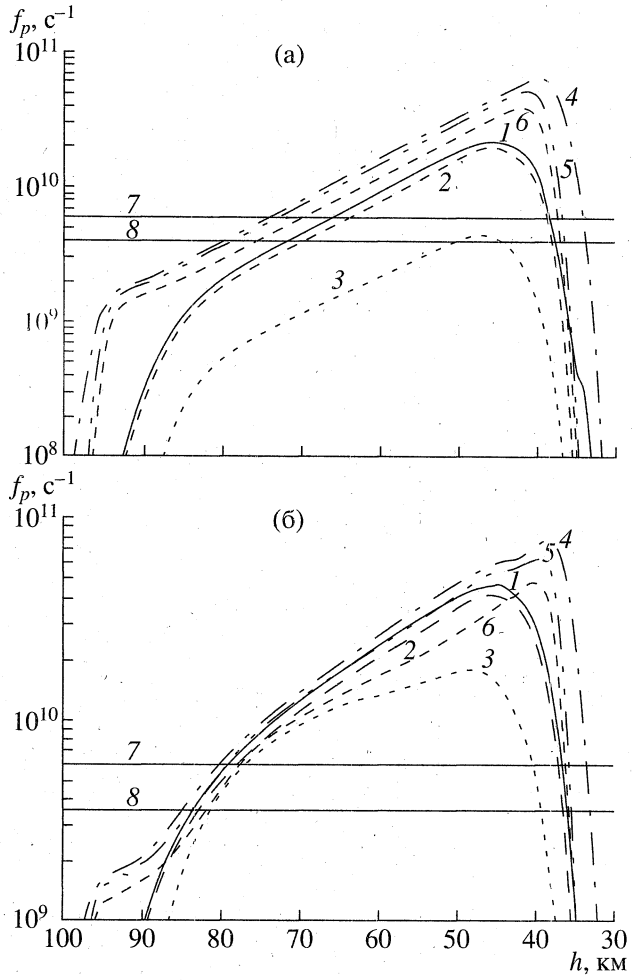

Рис. 4. Зависимость плазменной частоты от высоты спускаемого аппарата при начальной скорости 6 км/с – а и 7 км/с – б. Кривая *1* – начальный состав 0.79N + 0.21O; *2* – 0.79N + 0.21O + 0.025C_2F_4; *3* – 0.79N + 0.21O + 0.1C_2F_4; *4* – 0.79N + 0.21O + 10^{-5}Na; *5* – 0.79N + 0.21O + 0.025C_2F_4 + 10^{-5}Na; *6* – 0.79N + + 0.21O + 0.1C_2F_4 + 10^{-5}Na; *7*, *8* – границы частотного диапазона 6 – 3.75 ГГц.

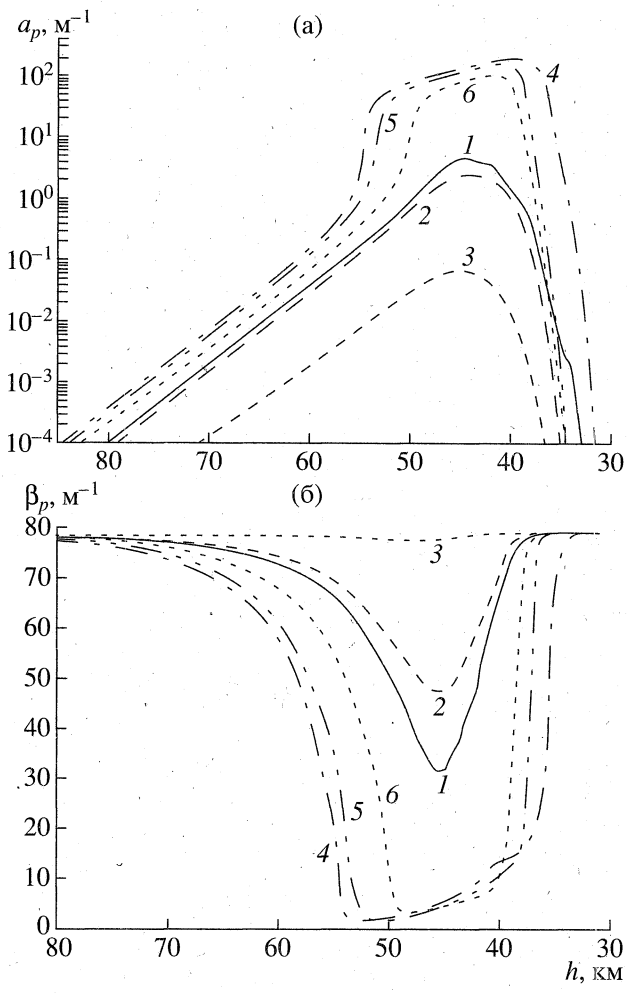

Рис. 5. Зависимость коэффициента затухания – а и фазового коэффициента – б от высоты спускаемого аппарата при начальной скорости 6 км/с. Кривая *1* – начальный состав 0.79N + 0.21O, *2* – 0.79N + 0.21O + + 0.025C_2F_4, *3* – 0.79N + 0.21O + 0.1C_2F_4, *4* – 0.79N + + 0.21O + 10^{-5}Na, *5* – 0.79N + 0.21O + 0.025C_2F_4 + 10^{-5}Na, *6* – 0.79N + 0.21O + 0.1C_2F_4 + 10^{-5}Na.

тефлона. Тогда из условия для границы нарушения радиосвязи

$$N_e(\chi(h)) = N_{ep}, \qquad (15)$$

где N_{ep} определяется по формуле (6), можно найти зависимость $\chi = \chi(h)$. Такой распределенный вдув позволяет сильно снизить расход тефлона, который можно оценить по формуле

$$\frac{\Delta M_1}{\Delta M_2} \simeq (h_2 - h_1)\chi_m \Big/ \int_{h_1}^{h_2} \chi(h)dh, \qquad (16)$$

в которой ΔM_1, ΔM_2 – расход массы тефлона при χ = const = χ_m и при переменном вдуве $\chi(h)$ соответственно; χ_m – минимальная доля тефлона при постоянном вдуве, при которой не происходит нарушения радиосвязи во всем интервале высот. На основе формул (14), (15) методом итераций была рассчитана зависимость $\chi(h)$, приведенная на рис. 6 для v_0 = 6 км/с, f = 3.75 ГГц (при отсутствии Na). В этом случае расчет по формуле (16) дает уменьшение массы в 6.65 раза. Для других режимов полета и частоты сигнала f распределенный вдув может быть более эффективен, т.е. подбирая режим вдува тефлона, можно уменьшить его расход на один–два порядка величины.

Следует отметить, что непрерывное решение систем (14), (15) может существовать не всегда во всем интервале высот. Тогда закон распределения вдува $\chi(h)$ нужно искать в классе разрывных функций.

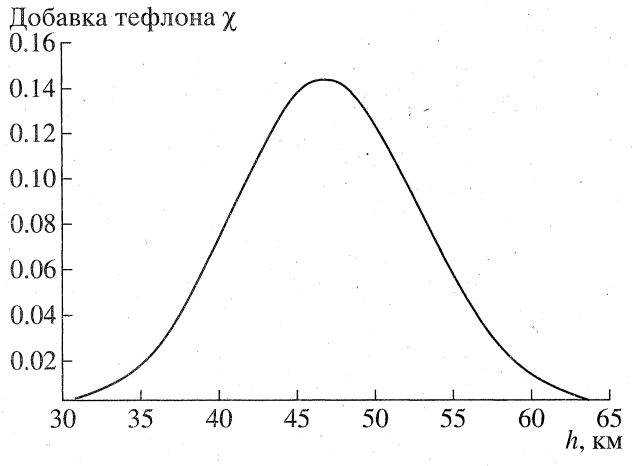

Рис. 6. Изменение добавки тефлона от высоты, при которой отсутствует нарушение радиосвязи (частота радиопередатчика 3.75×10^9 Гц, скорость 6 км/с).

Заключение. Таким образом, предложенная методика расчета позволяет эффективно и сравнительно быстро определить интервалы нарушения радиосвязи с космическим аппаратом при полете в атмосфере.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rybak J.P., Churchill R.J.* IEEE Transaction on Aerospace and Electronic Systems // AES-7. 1971. № 5. P. 879.
2. *Безменов А.Е., Алексашенко В.А.* Радиофизические и газодинамические проблемы прохождения атмосферы. М.: Машиностроение, 1982. 191 с.
3. *Полянский О.Ю., Агафонов В.П., Кузнецов М.М., Курилкина П.И.* Неравновесная ионизация при движении гиперзвуковых летательных аппаратов // Обзор ОНТИ ЦАГИ. 1977. № 527. 112 с.
4. *Глушко А.И., Пилюгин Н.Н., Тарутин В.М.* О влиянии присадок, обладающих акцепторными свойствами, на снижение концентрации электронов в воздушной плазме // ТВТ. 1995. Т. 33. № 2. С. 210.
5. *Пилюгин Н.Н., Рудный Е.Б.* Влияние примесей уносимого материала на электронную концентрацию плазмы воздуха // ТВТ. 1996. Т. 34. № 3. С. 355.
6. *Еремейцев И.Г., Пилюгин Н.Н.* Расчет неравновесных параметров воздуха на поверхности моделей и в следах за ними для условий аэробаллистических экспериментов // ПМТФ. 1986. № 2. С. 101.
7. *Langan W.T., Cresswell J.D., Browne W.D.* Effects of Ablation Products on Ionization in Hypersonic Wakes // AIAA J. 1965. V. 3. № 12. P. 2211.
8. *Корст Т.* Теория определения донного давления в околозвуковом и сверхзвуковом потоках // Механика. 1957. № 5. С. 49.
9. *Кокошинская В.М., Павлов Б.М., Пасконов В.М.* Расчет сверхзвукового ламинарного обтекания затупленного тела и течения в следе. В кн.: Аэромеханика и газовая динамика. М.: Изд-во МГУ, 1976. С. 160.
10. *Тагиров Р.К.* Определение донного давления и донной температуры при внезапном расширении звукового или сверхзвукового потоков // Изв. АН СССР. Механика и машиностроение. 1961. № 5. С. 31.
11. *Элбер И.Е., Лиз Л.* Интегральная теория сверхзвукового турбулентного течения в донной области // РТК. 1968. № 7. С. 147.
12. *Степанов Г.Ю., Гогиш Л.В.* Квазиодномерная газодинамика сопел ракетных двигателей. М.: Машиностроение, 1973. 168 с.
13. *Зеленков О.С., Матвеев С.К.* Донное давление в сверхзвуковом потоке. В сб.: Газодинамика и теплообмен. Т. 4. Л.: Изд-во ЛГУ, 1975. С. 139.
14. *Кнотько В.В.* Оценка температуры и концентрации компонент в донной области за телом с учетом неравновесных физико-химических процессов // Изв. АН СССР. МЖГ. 1979. № 1. С. 187.
15. *Скурин Л.И., Юрков А.В.* Приближенный расчет параметров в горле гиперзвукового следа // ПМТФ. 1978. № 2. С. 49.
16. *Иванов М.Е., Пилюгин Н.Н., Тихомиров С.Г.* Асимптотическое решение газодинамических уравнений в следе за телом с учетом внешнего течения при произвольных начальных условиях. В сб.: Современная газодинамика и физико-химические модели гиперзвуковой аэродинамики и теплообмена. Ч. II. М.: Изд-во МГУ, 1995. С. 177.
17. *Пилюгин Н.Н., Тихомиров С.Г., Чернявский С.Ю.* Приближенные методы расчета параметров воздуха и интенсивности излучения в дальнем следе // Изв. АН СССР. МЖГ. 1980. № 6. С. 165.
18. *Schexnayder C.J., Evans J.S.* Influence of Ablation Impurities on Blunt Body Re-Entry Ionization // AIAA J. 1974. V. 12. № 6. P. 805.
19. *Гурвич Л.В.* ИВТАН-ТЕРМО – Автоматизированная система данных о термодинамических свойствах веществ // Вестн. АН СССР. 1983. № 3. С. 5.
20. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Спр. / Под ред. Глушко В.П. М.: Наука, 1978–1983.
21. *Пилюгин Н.Н., Рудный Е.Б.* Расчет равновесного состава плазмы с продуктами уноса алюминия для условий баллистических экспериментов // ТВТ. 1994. Т. 32. № 4. С. 511.