

УДК 533.95

## Ослабление радиосигналов и искажение радиолокационных характеристик космических аппаратов плазменными струями электрореактивных двигателей

В. А. Шувалов, М. Г. Быстрицкий, А. Е. Чурилов

Институт технічної механіки НАН України та НКА України, Дніпропетровськ

Надійшла до редакції 15.05.98

Сформульовано принципи, розроблено методологію фізичного моделювання розсіяння електромагнітних хвиль на плазмових струменях та утвореннях біля поверхонь КА. Експериментально досліджено ефекти ослаблення радіосигналів, спотворення радіолокаційних характеристик елементів конструкцій КА плазмовими струменями та штучними утвореннями, що виникають під час роботи електрореактивних двигунів, інжекції електронних пучків, проведенні активних та пасивних експериментів на орбіті.

### ВВЕДЕНИЕ

Проблема совместимости микродвигателей с системами и элементами конструкций космических аппаратов включает два аспекта:

- рассеяние радиоизлучения бортовых приемопередающих систем, ослабление радиосигналов на трассе Земля—КА—Земля плазменными струями и искусственными плазменными образованиями;
- воздействие струй, продуктов выхлопа электрореактивных двигателей (ЭРД) на поверхности элементов конструкций и системы КА.

Первый связан с влиянием плазменных струй и искусственных плазменных образований на радиосвязь, работу систем телеметрии, бортового ретрансляционного и обеспечивающего комплексов; второй — с опасностью деградации материалов наружных поверхностей элементов конструкций, осаждением пленок, конденсацией продуктов выхлопов, воздействием струй на панели солнечных батарей, оптику, антенны и т. д. [1, 9, 16, 20, 37].

Отсутствие точной информации о структуре плазменных струй и образований на орбите не позволяет однозначно интерпретировать результаты радиофизических измерений, проводимых в ходе натурных экспериментов по инъекции плазменных струй ЭРД, электронных пучков в ионосфере, прогнозировать их влияние на прохождение радиосигналов, телеметрию, радиосвязь, работу бортового ретрансляционного и обеспечивающего комплексов, радиолокационные характеристики КА. Относительная сложность и высокая стоимость натурных экспериментов и измерений не позволяют считать их приемлемым средством для систематического и детального изучения процессов и явлений, связанных с взаимодействием в системе КА—плазменная струя—электромагнитное излучение бортовых или наземных радиолокационных станций (РЛС), средств связи, сопровождения и т. д. Поэтому при проектировании КА значительная роль отводится лабораторному моделированию такого взаимодействия с помощью плазменных потоков.

Моделирование в контролируемых лабораторных условиях является неотъемлемым структурным элементом системы исследований, поскольку позволяет выделить из широкой гаммы физических процессов и явлений, протекающих в космосе, основные, изучить их природу, выявить влияние различных факторов, провести параметрический анализ и после сопоставления результатов с теоретическими представлениями уточнить сформулированные модели. Для рассматриваемой проблемы лабораторное моделирование — последний элемент триады: 1) натурный эксперимент в космосе; 2) теоретические исследования и численный эксперимент; 3) лабораторный физический эксперимент.

Целью данной работы является разработка принципов, методологии и средств моделирования; исследование в контролируемых лабораторных условиях эффектов и явлений, возникающих при радиолокационном зондировании плазменных струй, инжектируемых с КА и ракет в ионосфере; дополнение цикла работ о натуральных экспериментах в космосе [1, 4, 11, 20, 24, 37, 40, 41], теоретических и численных исследованиях [3, 12, 17, 18, 25, 35, 36] результатами физического модельного эксперимента.

На практике при взаимодействии плазменных струй у поверхности КА с электромагнитным излучением на орбите, когда  $\nu_{\max} \ll \omega$  и  $\omega_e \ll \omega$  ( $\nu_{\max} = \max[\nu_{ei}, \nu_{en}]$  — частота соударений электронов с ионами и нейтралами,  $\omega_e$  — ларморовская (циклотронная) частота электронов,  $\omega$  — частота зондирующего излучения), как правило, реализуются три случая:

- плазменное образование (ПО) у поверхности КА с ядром критической или сверхкритической плотности, значительно превосходящим линейный размер тела ( $\omega \ll \omega_{Le}$ ,  $\omega_{Le}$  — плазменная частота);
- ПО у поверхности КА с ядром критической плотности, размеры которого сравнимы с линейным размером аппарата ( $\omega \leq \omega_{Le}$ );
- ПО у поверхности КА при  $\omega_{Le} < \omega$ .

Первый случай реализуется для метрового диапазона длин волн (эксперименты «Зарница-2», «Аэлита-1») [11, 20, 24]. При  $\omega \ll \omega_{Le}$  наличие плазменного образования заметно увеличивает амплитуду отраженного аппаратом сигнала. В лабораторных условиях реализация этого случая затруднена сложностями создания ПО с ядром сверхкритической плазмы, превосходящим размеры модели КА. Два других случая реализуются в более коротковолновом диапазоне. Интерпретация отражений для этих случаев сложнее. Поэтому возможности

лабораторного модельного эксперимента, в ходе которого можно выделить влияние различных факторов на характеристики рассеяния и прохождения радиоволн, при  $\omega \leq \omega_{Le}$  и  $\omega_{Le} < \omega$  предпочтительнее.

Трудности проведения таких исследований сопряжены с необходимостью моделирования движения КА в ионосферной плазме, перемещения его относительно РЛС и средств связи.

В лабораторных условиях это приводит к необходимости создания у поверхности моделей КА плазменных струй и образований, сохраняющих форму, размеры и структуру при изменении их углового положения относительно направления облучения и вектора скорости набегающего потока, т. е. удовлетворения одновременно требованиям электродинамического и газодинамического моделирования. Речь идет о моделировании в замкнутом объеме специализированной установки в сверхзвуковом потоке разреженной плазмы явлений, протекающих в неограниченном пространстве при движении КА в ионосфере и взаимодействии их с электромагнитным излучением, генерируемым орбитальными или наземными РЛС и средствами связи в метровом, дециметровом и сантиметровом диапазонах длин волн.

#### МОДЕЛИРОВАНИЕ, МАСШТАБНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ И КРИТЕРИАЛЬНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Моделирование в электродинамических системах является основным методом определения параметров, характеризующих рассеивающие свойства тел, — эффективной площади рассеяния (ЭПР) и диаграммы ЭПР — на сверхвысоких частотах в лабораторных условиях.

В диапазоне СВЧ практически применяется только моделирование конфигурации тела. Возможность создания модели заданной электродинамической системы обоснована в приближении линейной электродинамики [21].

Если КА и его модель изготовлены из металла, то при моделировании электродинамической системы достаточно выполнения условия

$$\varepsilon \mu (fR)^2 / \varepsilon_M \mu_M (f_M R_M)^2 = 1, \quad (1)$$

где  $\varepsilon$ ,  $\mu$  — диэлектрическая и магнитная проницаемости среды,  $f$  — частота зондирующей волны,  $R$  — линейный размер тела, индекс  $M$  относится к модели.

При проведении натуральных и модельных измерений в средах идентичного состава и агрегатного состояния  $\varepsilon = \varepsilon_M$ ;  $\mu = \mu_M$ . С учетом критерия геометрического моделирования  $R_M/R = \beta_M$  и ра-

венства  $f = \omega/2\pi = c/\lambda$  — длина зондирующей волны, а  $c$  — скорость света, из условия (1) следует критериальное соотношение

$$\frac{\omega_M}{\omega} = \frac{\lambda}{\lambda_M} = \frac{R}{R_M} = \beta_M^{-1}. \quad (2)$$

Если материал КА не является хорошим проводником, то соотношение (2) должно быть дополнено условием [21]

$$\frac{\omega_M}{\omega} = \frac{\sigma_M}{\sigma} = \beta_M^{-1},$$

где  $\sigma$  — проводимость.

Несложно получить критериальное соотношение для  $\Sigma$ -ЭПР КА:

$$\frac{\Sigma}{\Sigma_M} = \frac{R^2}{R_M^2} = \beta_M^{-2}.$$

Учитывая, что при исследовании особенностей прохождения и рассеяния электромагнитных волн проводящим телом в потоке разреженной плазмы реальный интерес для ионосферы представляют случаи, когда частота зондирующей волны  $\omega$  намного больше ларморовской частоты электронов  $\omega_e \ll \omega$  и частоты столкновений частиц в плазме  $\nu = \max(\nu_{ei}, \nu_{en})$ ,  $\nu \ll \omega$ , можно принять  $\varepsilon = 1 - \omega_{Le}^2/\omega^2$  [7]. Критериальное соотношение определяется из условия равенства диэлектрических проницаемостей сред  $\varepsilon/\varepsilon_M = 1$ , откуда

$$\frac{N_e^{(M)}}{N_e} = \frac{\lambda^2}{\lambda_M^2} = \beta_M^{-2}.$$

Погрешность моделирования, обусловленная расхождением выражений для критериальных соотношений  $N_e^{(M)}/N_e$ , пропорциональна  $\Delta\varepsilon = \varepsilon_1 - \varepsilon_2 \approx N_e^{(M)}(1 - \xi_M^{-1})/N_k\beta_M^{-2}$ , где  $\varepsilon_1$  — диэлектрическая проницаемость среды, соответствующая плазмодинамическому моделированию при  $N_e^{(M)}/N_e \approx \xi_M\beta_M^{-2}$  [32];  $\varepsilon_2$  соответствует условиям электродинамического моделирования при  $N_e^{(M)}/N_e \approx \beta_M^{-2}$ ;  $\xi_M = T_e^{(M)}/T_e$ ;  $T_e$  — температура электронов ионосферной плазмы;  $T_e^{(M)}$  — температура электронов потока плазмы, моделирующего режим и условия движения КА в физическом эксперименте;  $N_k$  — критическая концентрация электронов для диапазона зондирующей волны  $\lambda = \lambda_M\beta_M^{-1}$ .

Отсюда следует  $\Delta\varepsilon \approx N_e\beta_M^{-2}\lambda_M^2(1 - \xi_M^{-1})/1.12 \cdot 10^{13}$ . Условие  $\Delta\varepsilon \leq 10^{-2}$  позволяет определить рабочий диапазон длин волн в лабораторных экспериментах. В потоке разреженной плазмы, моделирующем условия и режим движения КА в ионосфере, при  $N_e \leq 10^{12} \text{ м}^{-3}$ ,  $\beta_M^{-2} \approx 20$ ,  $\xi_M \gg 1$  и  $\Delta\varepsilon \leq 10^{-2}$  получим  $\lambda_M \leq 0.1 \text{ м}$ . Нелинейные эффекты, обусловленные воздействием высокочастотного поля

электромагнитной волны на плазму, должны быть пренебрежимо малы. Сравнительные оценки напряженности  $E_p$  характерного плазменного поля или нелинейного возмущения комплексной диэлектрической проницаемости  $\Delta\varepsilon \sim E_M^2/E_p^2$  для различных механизмов нелинейности [5, 10] показывают, что при  $\nu \ll \omega$ ;  $\omega \approx 10^{10} \text{ с}^{-1}$  и  $W_e \leq 4 \text{ эВ}$

$$\Delta\varepsilon_B \leq \Delta\varepsilon_C \ll \Delta\varepsilon_H,$$

т. е. в условиях лабораторного модельного эксперимента основную роль может играть нелинейность, связанная с нагревом электронов плазмы в поле электромагнитной волны (нагревная нелинейность). Возмущения  $\Delta\varepsilon$  из-за стрикционной и магнитной нелинейностей намного слабее (индексы  $H$ ,  $C$ ,  $B$  соответствуют нагревной, стрикционной и магнитной нелинейностям).

Критерием слабого нагрева электронов (слабого возмущения комплексной диэлектрической проницаемости из-за нагревной нелинейности) является соотношение

$$E_M \ll E_p \approx \sqrt{2\delta_e m_e W_e \omega^2 (1 + \nu^2/\omega^2) e^{-2}}, \quad (3)$$

где  $E_M$  — амплитуда напряженности поля зондирующей электромагнитной волны;  $E_p$  — напряженность характерного плазменного поля;  $W_e$  — энергия электронов;  $\delta_e$  — доля энергии, теряемая электроном при столкновении с тяжелыми частицами.

Для  $\lambda_M \leq 0.1 \text{ м}$  ( $\omega_M \approx 10^{10} \text{ с}^{-1}$ ) в плазме большинства газов при  $N_e^{(M)} \leq 10^{17} \text{ м}^{-3}$  и  $W_e^M \approx 4 \text{ эВ}$ ;  $\nu_M \approx \max[\nu_{ei}, \nu_{en}] \approx 10^6 \text{ с}^{-1}$ ,  $\delta_e > 10^{-3}$ , из (3) следует  $E_p > 2.8 \cdot 10^3 \text{ В/м}$ . При  $W_e \geq 2 \text{ эВ}$  для значений  $\delta_e = \delta_e(T_e)$  необходимо учитывать неупругие столкновения электронов с тяжелыми частицами [19, 22, 29].

Амплитуда напряженности поля зондирующей волны, создаваемого реальной антенной в свободном пространстве

$$E_M \approx \sqrt{60 P_{\text{изл}} D/L}, \quad (4)$$

где  $D$  — коэффициент направленного действия антенны;  $P_{\text{изл}}$  — излучаемая мощность;  $L$  — расстояние от антенны.

В соответствии с критерием дальней зоны при исследовании рассеяния радиоволн расстояние от излучателя до рассеивателя должно удовлетворять условию

$$L_M \geq 4\pi R_M^2/\lambda_M,$$

откуда для  $\lambda_M \leq 0.1 \text{ м}$  при  $R_M/\lambda_M \geq 1$  получим  $L_M \geq 0.4 \text{ м}$ . Для существующих лабораторных генераторов и антенных систем  $P_{\text{изл}}^M < 1 \text{ Вт}$ ,  $D < 10^2$ , поэтому при  $L_M \geq 0.4 \text{ м}$ ,  $P_{\text{изл}}^{\text{max}} = 1 \text{ Вт}$  и  $D^{\text{max}} = 10^2$  из

(4) получим  $E_M^{\max} < 20$  В/м, т. е. для  $\lambda_M \leq 0.1$  м и  $R_M/\lambda_M \geq 1$  условие (3) в лабораторном эксперименте практически всегда выполняется и  $\Delta\epsilon_H < 5 \cdot 10^{-3}$ .

Для приближенной оценки допустимой в модельном эксперименте излученной антенной СВЧ-мощности (в предположении малости нагревной нелинейности) может быть использован критерий

$$P_{\text{изл}}^M \approx \frac{E_M^2 \lambda_M^2}{2\eta} \ll \frac{4\pi^2 \delta_e m_e W_e c^2 (1 + \nu^2/\omega^2)}{e^2 \eta}, \quad (5)$$

где  $\eta$  — волновое сопротивление плазмы. Критерий применим в области частот  $\omega_M$ , близких к плазменным  $\omega_{Le}$  и ларморовским  $\omega_e$  [31].

#### ТЕХНИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Приведенные масштабные коэффициенты и критерийные соотношения определяют требования к системам экспериментальной установки, предназначенной для моделирования и исследования в контролируемых лабораторных условиях особенностей взаимодействия КА—плазменная струя—электромагнитное излучение в ионосфере.

Такие условия реализованы на плазмoeлектродинамическом стенде Института технической механики НАН Украины путем создания у поверхности моделей КА искусственных плазменных образований (ИПО), генерируемых при инжекции с поверхности тела нейтрального газа и ионизации его электронным ударом [34]. Применение для создания ИПО способа, основанного на эффузии нейтрального газа в вакуум через электрод с последующей ионизацией нейтральных атомов электронами плазмы в приэлектродном слое, позволяет синтезировать у поверхности моделей КА в течение длительного времени стационарные плазменные образования, сохраняющие структуру, форму и разме-

ры при круговом вращении модели вокруг вертикальной оси. Отсутствие внешнего магнитного поля, невысокие энергии и плотности потока электронов, эффузия паров плазмообразующих веществ (щелочные металлы, тяжелые углеводороды с низким потенциалом ионизации) в вакуум со скоростью менее 400 м/с обусловили отсутствие неустойчивостей, связанных с созданием, удержанием и существованием плазмы. ИПО синтезированы в сверхзвуковом потоке разреженной плазмы, моделирующем режим движения и обтекания КА ионосферной плазмой на высотах 150—1000 км. Применение газообразного вещества с молекулярной массой от 2 до 131 позволяет при различных режимах работы источника с саморазгоном плазмы моделировать режим движения и условия обтекания КА с помощью стационарных высокоскоростных потоков ионизированного газа с минимальными градиентами плотности в осевом и радиальном направлениях в рабочей части струи с широким диапазоном значений параметров:  $U_\infty = 4.5 \dots 80$  км/с;  $N_\infty = 10^{10} \dots 10^{17}$  м<sup>-3</sup>;  $T_e = 1.3 \dots 4.0$  эВ,  $T_i/T_e = 0.1 \dots 0.3$ ,  $2.1 \leq U_\infty / \sqrt{2kT_e/M_i} \leq 15.6$ . Здесь  $U_\infty$ ,  $N_\infty$  — массовая скорость и концентрация заряженных частиц невозмущенного плазменного потока,  $T_i$ ,  $M_i$  — температура и масса ионов.

На рис. 1 представлена картина обтекания элемента конструкции КА потоком плазмы, моделирующим условия и режим движения КА на высотах 150—1000 км, при инжекции струи ЭРД с его поверхности.

Плазмoeлектродинамический стенд с рабочей камерой диаметром 1.2 и длиной 3.5 м оснащен измерительными СВЧ-установками диапазона 3—40 ГГц. Для подавления паразитных отражений электромагнитных волн стенки и элементы конструкций рабочей камеры, криопанели и пр. покрыты радиопоглощающим материалом. При скорости откачки около 100 м<sup>3</sup>/с в камере стенда в рабочих

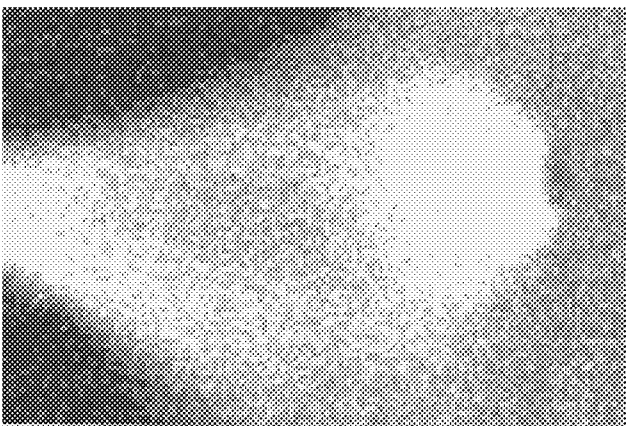


Рис. 1. Картина обтекания элемента конструкции КА при инжекции струи ЭРД

условиях реализуется разрежение  $10^{-3}$  Па.

В измерениях использовались установки с рабочими длинами волн 0.03 и 0.055 м, относящиеся к системам с непрерывным излучением и компенсацией фона [33, 34]. При мощности излучения  $P_{\text{изл}} = 10^{-2}$  Вт критерии (3), (5) слабости воздействия поля зондирующей волны на плазму струи и ИПО удовлетворяются с высокой точностью. Антенны измерительных установок расположены вне плазменной струи, моделирующей режим обтекания КА в ионосфере, на расстоянии нескольких длин волн от границы струи. Набегающая на модель КА плазменная струя  $N_2$  в зоне облучения — прозрачная среда с плавным (в масштабе длины волны) изменением параметров вблизи границ. При  $\nu = \max(\nu_{ei} \approx 3 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}; \nu_{en} \approx 5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}) \approx 5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ ,  $\nu/\omega \approx 10^{-5}$ ,  $N_e \ll N_k$ ,  $\omega_e \ll \omega$  потери, обусловленные затуханием, отражением и преломлением при распространении зондирующей волны через плазменную струю в зоне облучения, пренебрежимо малы. Измеренные в сверхзвуковом потоке разреженной плазмы, моделирующем условия обтекания КА в ионосфере, ЭПР элементов конструкций согласуются с расчетными значениями  $\Sigma$  в резонансной области [15, 23].

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ, АНАЛИЗ И ОБСУЖДЕНИЕ

Учитывая многообразие форм и структур плазменных образований, инжектируемых разного типа ускорителями в ионосфере, нецелесообразно добиваться полного соответствия им формы и структуры ПО, генерируемых в лабораторном эксперименте. Целесообразнее классифицировать ПО по виду функции  $F(\theta)$ , характеризующей распределение плотности заряженных частиц по угловой координате  $\theta$ . Исходя из представления  $\varepsilon(\theta, r) = 1 - F^2(\theta)/r^2$ , где  $F(\theta)$  — произвольная гладкая функция, такая, что для  $\theta \geq \theta_{\text{max}}$   $F(\theta) = 0$  ( $\theta_{\text{max}}$  — граница неоднородной и однородной областей диэлектрической проницаемости), в соответствии с [35] выделяют два типа радиально и двумерно-неоднородных плазменных образований:  $F''(0) \geq 0$  и  $F''(0) \leq 0$  (здесь  $F'' = d^2F/d\theta^2$ ).

На рис. 2, а показаны радиальные профили  $n_i = j_i/j_{0i}$  ( $j_{0i} = eN_iU_\infty$ ), характеризующие распределение заряженных частиц в плазменной струе ксенона, инжектируемой ускорителем с замкнутым дрейфом электронов КА серии «Метеор» и «Космос-1066», при следующих значениях параметров: концентрация ионов на срезе ускорителя  $3 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$ ,

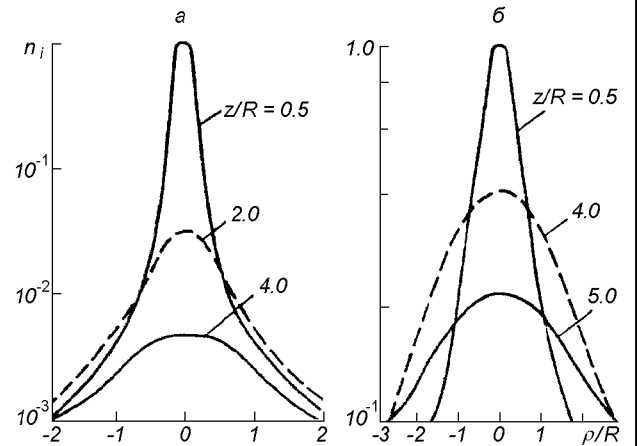


Рис. 2. Радиальные профили концентрации заряженных частиц  $n_i$ : а — плазменная струя УЗПД («Метеор», «Космос-1066»), б — искусственное ПО в модельном эксперименте

энергия ионов 130 эВ, температура электронов 1—3 эВ, скорость 10—12 км/с, расходимость струи  $20^\circ$  [40]. Для профилей рис. 2, а принято  $R = 1 \text{ м}$ ,  $j_{0i} = 2 \text{ А/м}^2$ .

На рис. 2, б приведены профили  $n_i = N_i/N_{\text{max}}$  ( $N_{\text{max}}$  — максимальное значение концентрации заряженных частиц в ПО), характеризующие структуру плазменного образования, созданного при инжекции нейтрального газа с поверхности модели элемента конструкции КА (пластина при  $\Phi_s \approx 8.7$ , где  $\Phi_s = e\varphi_s/kT_e$ ;  $\varphi_s$  — потенциал электрода относительно потенциала плазмы). Здесь  $N_{\text{max}} = 1.4 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$ . При различии таких параметров, как скорость истечения, угол расходимости, энергия и масса ионов, радиальные профили  $n_i$  (рис. 2) характеризуются функцией  $F(\theta)$  одного вида. Распределения заряженных частиц в плазменных образованиях, инжектируемых с борта высотного атмосферного зонда, также характеризуются функцией  $F(\theta)$  с  $F''(0) < 0$  [4].

Другими словами, структуры плазменных струй, инжектируемых с поверхности КА в ионосфере, и распределения заряженных частиц в ПО, создаваемых у поверхности модели на стенде, относятся к одному типу плазменных образований, характеризующемуся функцией  $F(\theta)$  с  $F''(0) < 0$  [16].

На рис. 3 показаны структуры ПО, создаваемые у лицевой поверхности моделей элементов конструкций КА при различных значениях потенциала управляющего электрода  $6.4 \leq \Phi_s \leq 13.7$ . Диаграммы обратного рассеяния (ДОР) модели, представленные в виде нормированной зависимости интен-

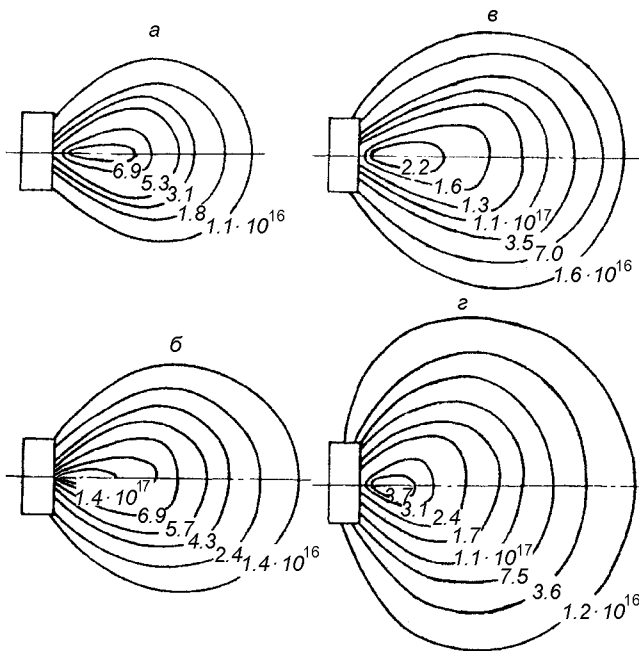


Рис. 3. Структуры ПО (линии равных концентраций) у поверхности элемента конструкции КА

сивности отраженного сигнала от угла облучения при инъекции плазменных струй и образований с лицевой поверхности, показаны на рис. 4, а, б. Кривая 1 — диаграмма элемента конструкции, обтекаемой потоком разреженной плазмы, моделирующим условия движения КА в ионосфере в отсутствие искусственного ПО у его поверхности. При этом уровень отражений от плоских торцов модели составляет  $-33$  дБ для  $\lambda = 0.055$  м ( $f = 5.45$  ГГц) и  $-30$  дБ для  $\lambda = 0.03$  м ( $f = 10$  ГГц) относительно излученной мощности. Кривые 2—5 соответствуют структуре ПО, изображенных на рис. 3. Наличие у поверхности элемента конструкции КА плазменных образований с  $\omega_{Le} < \omega$  уменьшает амплитуду отраженного сигнала в широком диапазоне углов облучения. При мощности излучения  $P_{изл}^M \leq 10^{-2}$  Вт, напряженности электрического поля облучающей волны  $E_M < 20$  В/м пороговые значения напряженности  $E_{пор}$  и скорости осцилляций электрона в СВЧ-поле волны  $(V_E/V_{Te})_M \approx 10^{-4}$  в области прозрачности  $\varepsilon > 0$  однородной плазмы составляют: для параметрической относительно почти периодических потенциальных колебаний неустойчивости —  $E_{пор} \geq 6.2 \cdot 10^3$  В/м,  $V_E/V_{Te} \geq 3 \cdot 10^{-2}$  [30]; параметрической неустойчивости в неизотермической плазме —  $E_{пор} \geq 5.8 \cdot 10^2$  В/м,  $V_E/V_{Te} \geq 2.8 \cdot 10^{-2}$  [2]; параметрических неустойчивостей, связанных с дуплазموидным распадом и

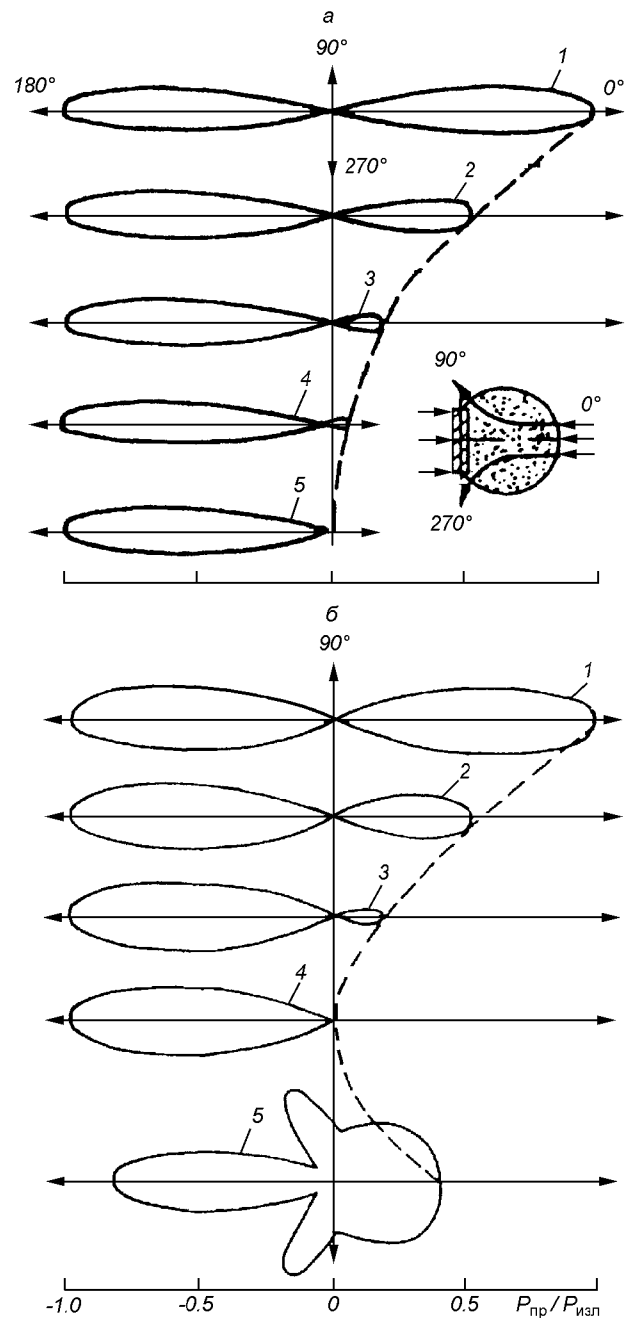


Рис. 4. Диаграммы обратного рассеяния электромагнитных волн элементом конструкции КА при наличии искусственных ПО: а —  $\lambda = 0.03$  м; б —  $\lambda = 0.055$  м. Кривая 1 — отсутствие ПО, кривые 2—5 соответствуют ПО на рис. 3 а—г

вынужденным комбинационным рассеянием —  $E_{пор} \geq 3.6 \cdot 10^4$  В/м,  $V_E/V_{Te} \geq 7.8 \cdot 10^{-2}$  [5]. Отсюда  $E_M \ll E_{пор}$ ,  $(V_E/V_{Te})_M \ll (V_E/V_{Te})_{пор}$ . Здесь  $V_E = eE/m_e\omega$  — скорость осцилляций электронов в поле волны;  $V_{Te} = \lambda_{de}\omega_{Le}$ ;  $\lambda_{de}$  — дебаевский радиус.

В условиях неоднородной неизотермической плазмы пороговые значения напряженности поля облучающей волны и параметра  $V_E/V_{Te}$  увеличиваются:  $E_{пор}^{од} \ll E_{пор}^{неод}$ ,  $(V_E/V_{Te})_{пор}^{од} \ll (V_E/V_{Te})_{пор}^{неод}$  [5, 30].

В слабых СВЧ-полях  $E_M \ll E_{пор}$ ;  $(V_E/V_{Te})_M \ll (V_E/V_{Te})_{пор}$  отсутствуют условия для возникновения в ПО нелинейных параметрических неустойчивостей, приводящих к аномальному поглощению электромагнитных волн в области прозрачности при  $\omega_{Le} < \omega$ ,  $\nu \ll \omega$ . Это подтверждают расчетные для параболического распределения по  $N_e$  радиусу и экспериментально измеренные в волноводах значения коэффициента поглощения электромагнитных волн в плазменном сгустке при  $10^{-5} \leq (V_E/V_{Te})_M \leq 1.0$ . Для  $N_e < N_k$  коэффициент поглощения равен нулю [5]. Если уменьшение концентрации в области прозрачности плазмы ( $\varepsilon > 0$ ) происходит достаточно плавно в масштабе длины волны, наиболее вероятным механизмом ослабления излученной мощности является рефракционная расходимость электромагнитных волн [6].

При  $\omega_{Le} < \omega$  эффект ослабления радиосигнала из-за рефракционной расходимости электромагнитных волн в плазменном образовании практически не зависит от структуры ПО [3, 18, 25, 26].

При увеличении концентрации заряженных частиц в ПО у лицевой поверхности модели до значений, превышающих критическую для частоты облучающей волны, на диаграмме обратного рассеяния наблюдается появление интерференционной модуляции отраженного сигнала в системе плазменное образование—модель КА, обусловленной вращением модели и характеризующей дифракцию электромагнитных волн на двух телах (кривая 5, рис. 4, б) [11]. Вторым является двумерно-неоднородное ПО с ядром критической плазмы  $\varepsilon \leq 0$ , окруженным оболочкой с размытой границей. Рассеянное таким ПО поле характеризуется рефракционной расходимостью электромагнитных волн в среде с  $\varepsilon > 0$ , отражением от области с  $\varepsilon = 0$  и от границы ПО, обусловленным скачком производной  $\varepsilon$  [25, 26].

Пороговые значения напряженности поля облучающей волны  $E_{пор}$  и параметра  $(V_E/V_{Te})_{\lambda=0.055\text{ м}} \approx 1.7 \cdot 10^{-4}$  при  $\omega \approx \omega_{Le}$  составляют: для аperiодической неустойчивости —  $E_{пор} \geq 2.9 \cdot 10^3$  В/м,  $V_E/V_{Te} \geq 2 \cdot 10^{-2}$  [2, 5, 30]; модуляционной неустойчивости —  $E_{пор} \geq 2.3 \cdot 10^2$  В/м,  $V_E/V_{Te} \geq 2 \cdot 10^{-3}$  [5]; распадной —  $E_{пор} \geq 1.5 \cdot 10^2$  В/м,  $V_E/V_{Te} \geq 7 \cdot 10^{-3}$  [5] и параметрической неустойчивости, связанной с вынужденным рассеянием Мандельштама—Бриллюэна —  $E_{пор} \geq 1.1 \cdot 10^2$  В/м,  $V_E/V_{Te} \geq 7.2 \cdot 10^{-3}$  [5].

При масштабе неоднородности плазмы порядка

длины облучающей волны для  $\omega \approx \omega_{Le}$ ,  $E_{пор}^{од} \ll E_{пор}^{неод}$ ,  $(V_E/V_{Te})_{пор}^{од} \ll (V_E/V_{Te})_{пор}^{неод}$  [5, 30]; выполняется условие малости поля волны, когда влиянием нелинейности можно пренебречь [5, 8] и следовательно,  $E_M \ll E_{пор}$ ;  $(V_E/V_{Te})_M \ll (V_E/V_{Te})_{пор}$ . Размытие границ ПО в масштабе дебаевского радиуса  $\lambda_{de}$  приводит к уменьшению резонансного взаимодействия. В сферически и цилиндрически симметричных распределениях, объектах с плавным и монотонным убыванием плотности от центра к периферии, когда толщина переходной области плазмы превосходит  $\lambda_{de}$ , плазменно-волновые резонансы отсутствуют даже в том случае, если просачивание продольных волн в периферийные области затруднено наличием скачка производной концентрации [6]. Коэффициент линейной трансформации волн в области ПО с  $\varepsilon = 0$  для кривой 5 рис. 4, б не превосходит 0.1 [8]. При дальнейшем увеличении концентрации модель затеняется областью ПО с критической концентрацией. Плазменное образование с ядром критической плазмы ( $\varepsilon \leq 0$ ) рассеивает электромагнитное излучение ( $\omega \leq \omega_{Le}$ ) как тело с одной или несколькими отражающими точками [11, 24]. Число отражающих точек определяется формой и размерами ядра критической плазмы. Диаграмма 5 рис. 4, б характеризует рассеяние электромагнитных волн при наличии у поверхности модели плазменного образования с ядром сверхкритической для  $\lambda = 0.055$  м плазмы ( $N_{e\text{ max}} \geq 5 \cdot 10^{17}$  м<sup>-3</sup>), изображенным на рис. 3, г, и соответствует случаю  $\omega < \omega_{Le}$  5 может быть идентифицирована как ДОР тела вращения со сложной геометрией [3]. Штриховыми линиями на рис. 4 показаны огибающие амплитуд сигналов, отраженных плоскими торцами модели при наличии у лицевой поверхности искусственно созданных ПО.

Рис. 5 иллюстрирует нормированную зависимость отношения принятой к излученной мощности  $P_{пр}/P_{изл}$  от  $N_{max}/N_k$  при осевом облучении ПО/тело. Верхняя кривая — численное решение задачи рассеяния плоской электромагнитной волны на металлической сфере  $k_0 R = 2$ , покрытой радиально неоднородной плазменной оболочкой с линейным распределением  $\varepsilon$  при  $k_0 r_s = 3$  ( $k_0 = 2\pi/\lambda$ ), где  $r_s$  — внешний радиус оболочки [26]. Различие уровней отраженного сигнала на двух кривых обусловлено разной толщиной плазменного покрытия, разной длиной волновой трассы в расчетном и экспериментальном случаях. В расчетном случае плазменное покрытие тоньше, длина пути волны короче, рефракционные эффекты слабее. С увеличением концентрации заряженных частиц увеличивается вклад отражения от плазменного слоя, амплитуда отраженного сигнала возрастает. Максимальное ос-

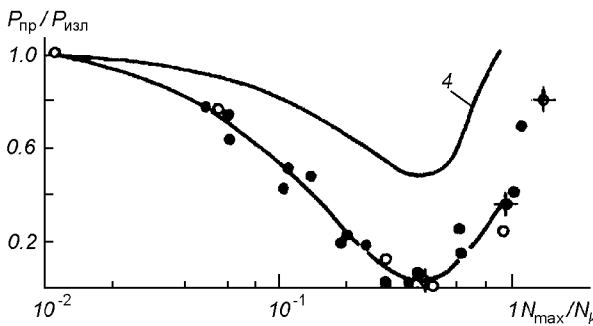


Рис. 5. Ослабление радиосигнала плазменными струями и искусственными ПО у поверхности элемента конструкции КА. Точки — эксперимент для структур рис. 3; крестики — для сферы (рис. 6); кружки — для цилиндра

лабление радиосигнала — положение минимума на зависимости  $P_{\text{пр}}/P_{\text{изл}}$  от  $N_{\text{max}}/N_k$  — при осевом облучении моделей элементов конструкций КА с плазменным образованием у поверхности при  $\omega_{\text{Le}} < \omega$  определяется отношением  $N_{\text{max}}/N_k \approx (0.45 \pm \pm 0.05)$ .

Более наглядно ослабление электромагнитных волн, уменьшение заметности и искажение диаграммы обратного рассеяния при наличии у поверхности облучаемой модели искусственных ПО проявляются для сферы. Плазменные образования, созданные у поверхности сферы радиусом  $R_1 \approx \approx 0.028$  м, показаны на рис. 6, а—в.

На рис. 7 кривая 1 — диаграмма металлической сферы ( $\lambda = 0.055$  м) в сверхзвуковом потоке разреженной плазмы, моделирующем обтекание КА в ионосфере. Диаграмма 2 характеризует рассеяние электромагнитных волн при наличии у поверхности сферы плазменного образования с ядром критической плотности ( $N_{\text{emax}} \approx 3.6 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$ ) (рис. 6, а). Диаграмма 3 соответствует ПО (рис. 6, б) с квазисферическим ядром сверхкритической плазмы. При этом  $R_2$  — радиус ПО с  $N_{\text{emax}} \geq 5 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$  — практически равен радиусу несущей металлической сферы  $R_1$ .

Структура диаграмм 2 и 3 определяется формой и размерами ядра критической плазмы. Влияние поглощения, обусловленного линейной трансформацией волн в области ПО с  $\varepsilon = 0$  на кривых 2, 3 рис. 7 минимально. Косвенным подтверждением тому является диаграмма рис. 5, а из [38]. Структура этой диаграммы иллюстрирует специфику взаимного влияния двух металлических соприкасающихся сфер на рассеяние электромагнитных волн. Роль ПО в этом случае выполняла вторая металлическая сфера. Структуры диаграмм рис. 5, а из [38] и кривой 3 рис. 7 практически идентичны. Для

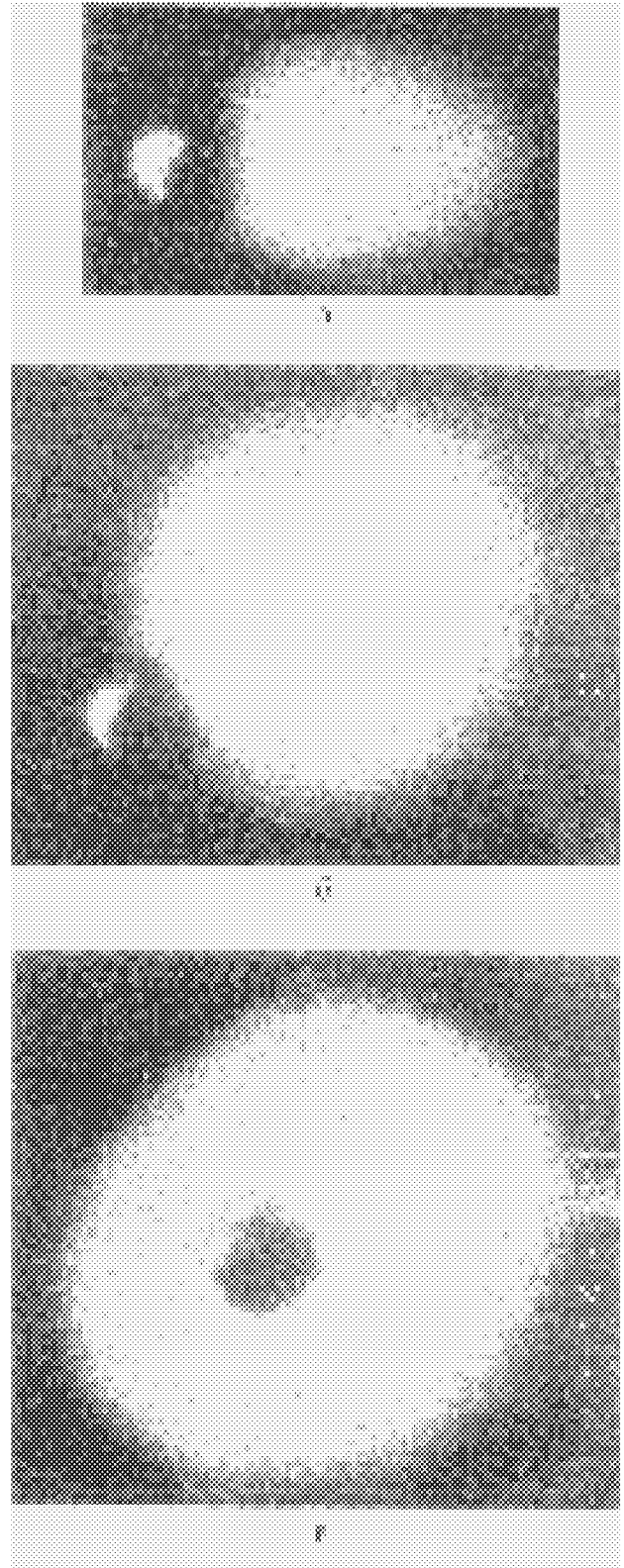


Рис. 6. ПО у поверхности сферы



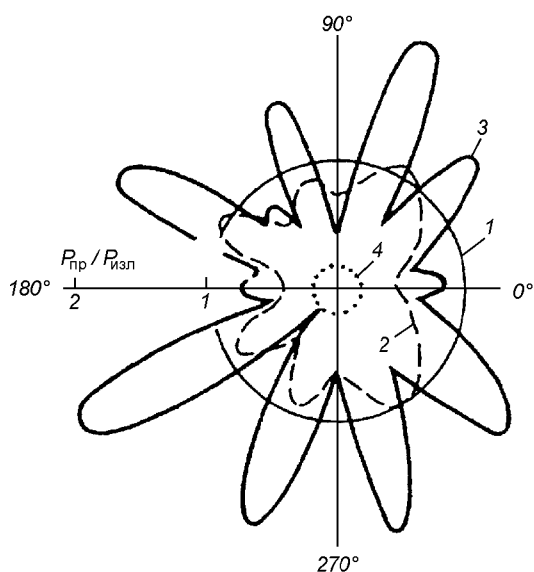


Рис. 7. Ослабление радиосигнала и искажение ДОР сферы искусственным ПО

них характерно значение параметра  $R_2/R_1 \approx 1.0$  ( $R_1$  — радиус несущей металлической сферы,  $R_2$  — радиус квазисферической области ПО с  $\varepsilon = 0$  для диаграммы 3 рис. 7 и радиус замещающей ПО металлической сферы на диаграмме рис. 5, а, в [38]). С увеличением параметра  $R_2/R_1 \rightarrow 1$ , увеличением радиуса «замещающей» ПО металлической сферы амплитуды и число интерференционных максимумов на ДОР увеличиваются (кривые 2, 3 рис. 7). Это позволяет говорить об увеличении вклада отражения электромагнитных волн от области  $N_e \geq N_k$  и пренебрежимо слабом поглощении из-за возможной линейной трансформации. В пользу последнего утверждения свидетельствует и наличие минимума на кривых (расчетной и экспериментальной) зависимости  $P_{\text{пр}}/P_{\text{изл}}$  ( $N_{\text{max}}/N_k$ ) рис. 5. С увеличением параметра  $N_{\text{max}}/N_k \rightarrow 1$   $P_{\text{пр}}/P_{\text{изл}}$  увеличивается.

Структура ДОР сферы с плазменным образованием  $N_{\text{е max}} > 3 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$  свидетельствует об интерфе-

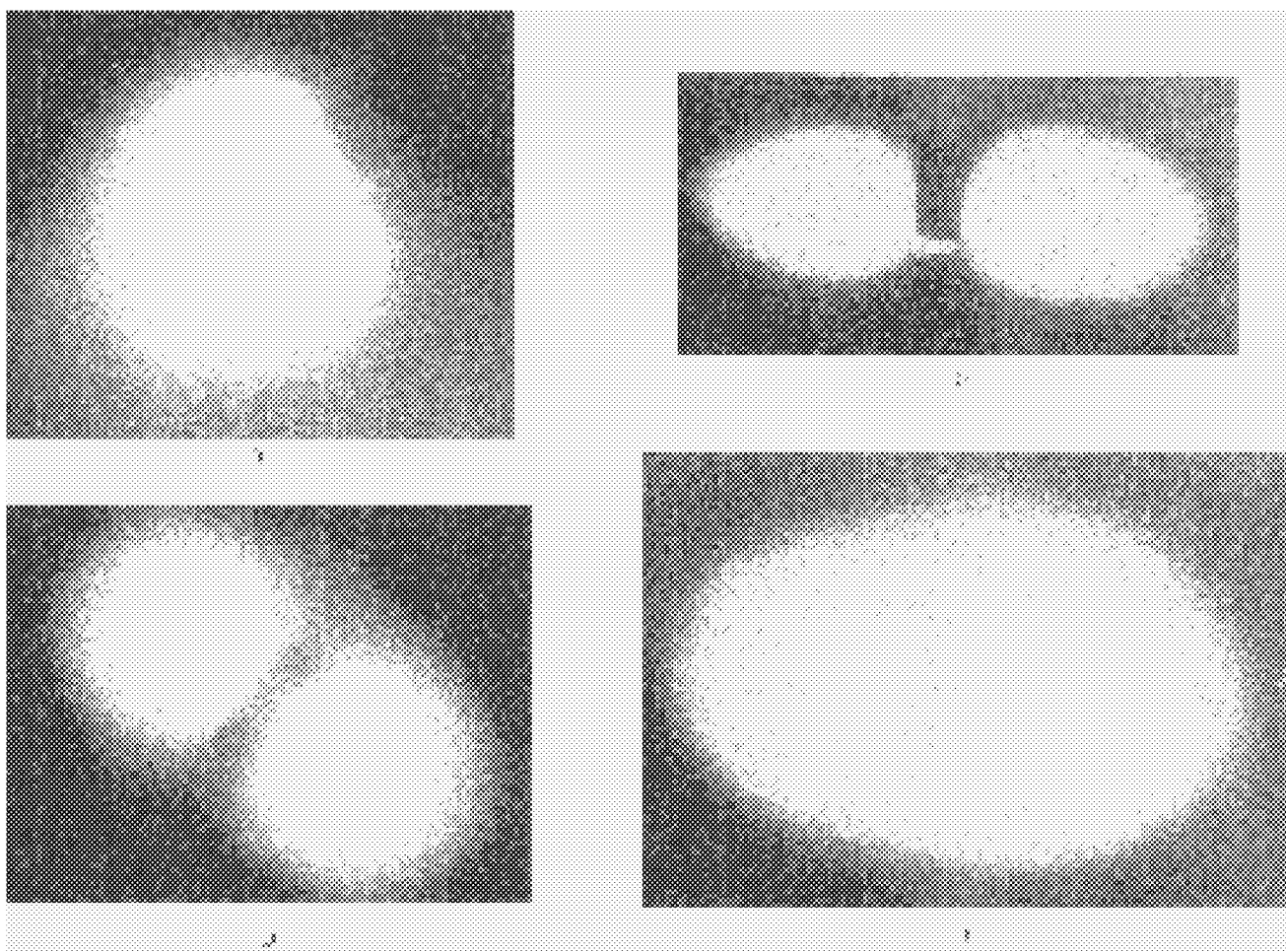


Рис. 8. Искусственные ПО у поверхности элемента конструкции КА

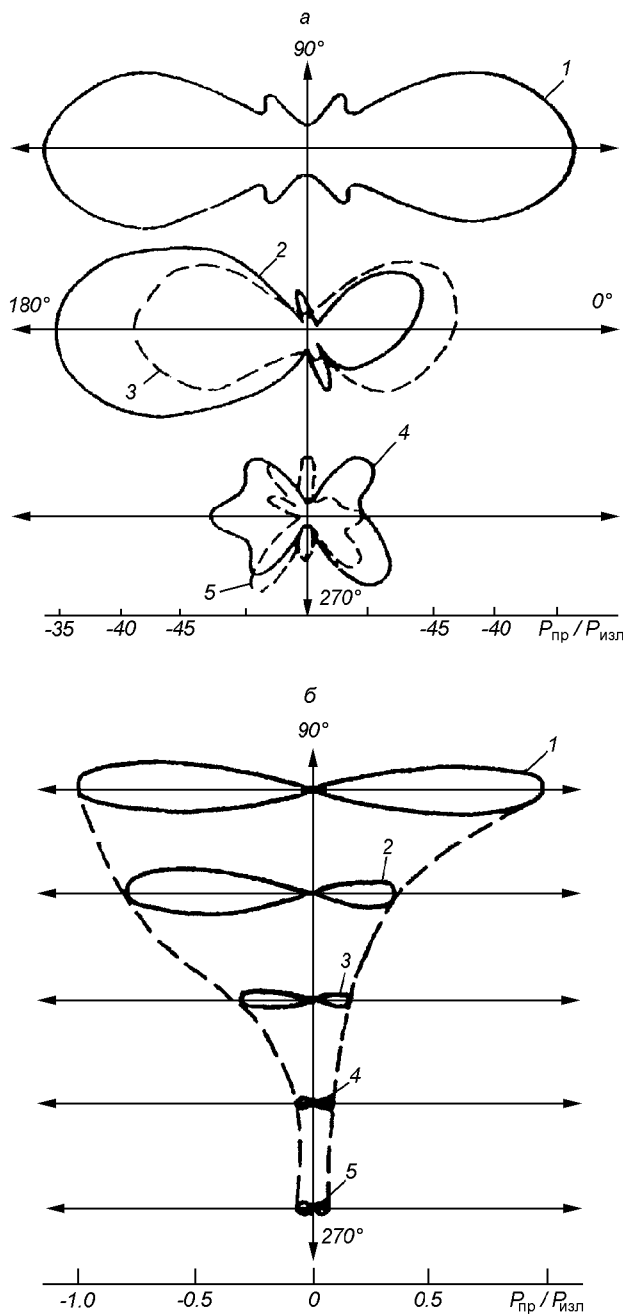


Рис. 9. Искажение диаграммы обратного рассеяния электромагнитных волн элемента конструкции КА искусственным ПО: а —  $\lambda = 0.055$  м; б —  $\lambda = 0.03$  м

ренции электромагнитных волн на двух отражателях [15].

Уменьшение амплитуды сигнала, отраженного металлической сферой при наличии у ее поверхности квазисферической плазменной оболочки (см.

рис. 7, в) при  $\omega_{Le} < \omega$  ( $N_{e\max} \leq 1.1 \cdot 10^{17} \text{ м}^{-3}$ ), иллюстрирует кривая 4 рис. 7.

Рассеянное поле при  $\omega_{Le} < \omega$  характеризуют две составляющие: зеркальное отражение от поверхности тела и поле, обусловленное ползущими волнами [13, 36]. Снижение зеркального вклада вызвано рефракционной расходимостью электромагнитных волн в среде с  $\varepsilon > 0$ . Ползущие волны ослабляются вследствие того, что ПО, являясь ускоряющей средой, увеличивает затухание этих волн [3, 18, 26, 36]. Кривая 4 представляет случай полной экранировки КА, прекращения радиосвязи на частоте излучения для любого направления облучения.

Аналогичные структуры ДОР наблюдаются при наличии ПО у боковой поверхности цилиндра.

Появление у поверхности модели диаметрально противоположных ИПО рис. 8 [17, 34] существенно изменяет структуру диаграммы обратного рассеяния при  $\omega_{Le} < \omega$ . Кривая 1 (рис. 9, а) — диаграмма элемента конструкции КА в отсутствие ПО у поверхности — зависимость отношения принятой к излученной мощности  $P_{\text{пр}}/P_{\text{изл}}$  от угла наблюдения ( $\lambda = 0.055$  м). Кривая 2 — диаграмма обратного рассеяния модели при наличии у лицевой поверхности ПО, показанного на рис. 8, а; 3 — соответствует двустороннему ПО рис. 8, б; 4 — эллипсоидальному плазменному образованию рис. 8, в с моделью в центре. Соответствующие диаграммы для  $\lambda = 0.03$  м показаны на рис. 9, б. Наличие ПО, полностью окутывающего облучаемую модель (рис. 8, г), искажает диаграмму обратного рассеяния (кривая 5) в целом и уменьшает уровень отраженной мощности до -22 дБ для  $\lambda = 0.055$  м и -18 дБ при  $\lambda = 0.03$  м, существенно ослабляет радиосигнал, уменьшает отражательную способность и радиолокационную заметность облучаемого тела. Влияние характера распределения заряженных частиц в ПО у поверхности тела на структуру диаграммы начинает сказываться при приближении плазменной частоты  $\omega_{Le}$  к частоте облучающей волны.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С учетом теоретических представлений [3, 12, 17, 18, 25, 27, 35, 36], результатов модельных экспериментов данной работы и натурных [1, 4, 11, 24, 37, 39—41] в широком диапазоне плотностей плазменных струй и ИПО, инжектируемых с поверхности КА и ракет в ионосфере, данные радиофизических измерений свидетельствуют о том, что наблюдаемые эффекты ослабления и модуляции радиосигналов обусловлены свойствами плазменной

струи ЭРД дефокусировать электромагнитное излучение при  $\omega_{Le} < \omega$  и рассеивать его как единое целое при  $\omega \leq \omega_{Le}$ .

Наличие у поверхности элемента конструкции КА плазменных образований с  $\omega > \omega_{Le}$  уменьшает амплитуду отраженного сигнала в широком диапазоне углов облучения. Эффект ослабления радиосигнала при  $\omega > \omega_{Le}$  практически не зависит от структуры ПО и распределения заряженных частиц. Влияние характера распределения заряженных частиц в ПО у поверхности элементов конструкции КА на структуру диаграммы обратного рассеяния начинает сказываться при приближении плазменной частоты  $\omega_{Le}$  к частоте облучающей волны. На диаграмме обратного рассеяния наблюдается появление интерференционной модуляции отраженного сигнала, обусловленной вращением КА и характеризующей дифракцию электромагнитных волн на двух телах. Плазменное образование с ядром критической плазмы ( $\epsilon \leq 0$ ) рассеивает электромагнитное излучение ( $\omega \leq \omega_{Le}$ ) как тело с одной или несколькими отражающими точками. Число отражающих точек определяется формой и размерами ядра критической плазмы.

1. Авдюшин С. И., Подгорный И. М., Попов Г. А. и др. Использование плазменных ускорителей для изучения физических процессов в космосе // Плазменные ускорители и ионные инжекторы. — М.: Наука, 1984.—С. 232—250.
2. Александров А. Ф., Рухадзе А. А., Богданович Л. С. Основы электродинамики плазмы. — М.: Высш. шк., 1978.—407 с.
3. Васильев Е. Н. Возбуждение тел вращения. — М.: Радио и связь, 1987.—272 с.
4. Войцехович П. В., Гаркуша В. И., Веселовзоров А. Н. и др. Исследование импульсных ускорителей плазмы в космических условиях // Космические исследования.—1976.—14, № 3.—С. 445—453.
5. Геккер И. Р. Взаимодействие сильных электромагнитных полей с плазмой. — М.: Атомиздат, 1978.—312 с.
6. Гильденбург и др. Некоторые вопросы дифракции электромагнитных волн на плазменных образованиях // Изв. вузов. Радиофизика.—1967.—10, № 9—10.—С. 1358—1375.
7. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. — М.: Наука, 1967.—683 с.
8. Голант В. Е., Пилюс А. Д. Линейная трансформация и поглощение волн в плазме // Успехи физ. наук.—1971.—104, № 3.—С. 401—457.
9. Гришин С. Д., Лесков Л. В. Электрические ракетные двигатели космических аппаратов. — М.: Машиностроение, 1989.—216 с.
10. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. — М.: Наука, 1973.—272 с.
11. Докукин В. С., Жулин И. А., Коломиец А. Р. и др. Двухчастотные радиолокационные наблюдения в эксперименте «Зарница-2» // Геомагнетизм и астрономия.—1982.—22, № 1.—С. 70—74.
12. Жидко Ю. М. Поперечники обратного рассеяния неоднородных по радиусу и угловой координате диэлектрических объектов // Изв. вузов. Радиофизика.—1968.—11, № 6.—С. 876—882.
13. Заборонкова Т. М., Кондратьев Н. Г. Применение леммы Лоренца к расчету коэффициентов возбуждения дифракционных мод // Изв. вузов. Радиофизика.—1972.—15, № 12.—С. 1894—1904.
14. Кадомцев Б. Б. Коллективные явления в плазме. — М.: Наука, 1976.—238 с.
15. Кобак В. О. Радиолокационные отражатели. — М.: Сов. радио, 1976.—248 с.
16. Козлов С. И., Смирнова Н. В. Методы и средства создания искусственных плазменных образований в околоземной среде и оценка характеристик возникающих возмущений // Космические исследования.—1992.—30, вып. 4.—С. 495—523.
17. Колычев С. А., Ярыгин А. П. Строгое решение скалярной задачи дифракции плоской волны на протяженных двумерно-неоднородных плазменных образованиях, содержащих металлическую сферу или цилиндр // Радиотехника и электроника.—1984.—29, № 1.—С. 5—11.
18. Куваев В. М. Особенности рассеяния электромагнитных волн на телах с тонким плазменным слоем // Радиотехника и электроника.—1981.—26, № 5.—С. 1097—1100.
19. Ленерт Б. Плазма космического и лабораторного масштабов // Физика плазмы и магнитная гидродинамика. — М.: Изд-во иностр. лит., 1961.—С. 65—134.
20. Лисов И. Россия—США. Активный геофизический ракетный эксперимент // Новости космонавтики.—1997.—7, № 5.—С. 64—65.
21. Майзельс Е. Н., Торгованов В. А. Измерение характеристик рассеяния радиолокационных целей. — М.: Наука, 1968.—232 с.
22. Месси Г., Бархот Е. Электронные и ионные столкновения. — М.: Изд-во иностр. лит., 1958.—567 с.
23. Мицмакер М. Ю., Торгованов В. А. Безэховые камеры СВЧ. — М.: Радио и связь, 1982.—392 с.
24. Мойся Р. И., Слюсаренко И. И., Коломиец А. Р. и др. Радиолокационные наблюдения мощной плазменной струи в ионосфере (эксперимент «Аэлит-1») // Проб. косм. физики.—1982.—№ 17.—С. 63—70.
25. Переверзев С. И., Уфимцев П. Я. Отражение электромагнитных волн от металлических тел в плазме // Радиотехника и электроника.—1976.—21, № 7.—С. 1369—1379.
26. Пермяков В. А. Дифракция электромагнитных волн на радиально неоднородных плазменных шаре и цилиндре // Изв. вузов. Радиофизика.—1968.—11, № 4.—С. 531—542.
27. Пермяков В. А. Об особенностях обратного рассеяния электромагнитных волн металлической сферой, покрытой радиально неоднородной плазменной оболочкой // Изв. вузов. Радиофизика.—1976.—19, № 10.—С. 1556—1559.
28. Пермяков В. А. Дифракционные эффекты при обратном рассеянии электромагнитных волн радиально неоднородным плазменным шаром // Изв. вузов. Радиофизика.—1980.—23, № 9.—С. 1075—1084.
29. Саттон Дж., Шерман А. Основы технической магнитной газодинамики. — М.: Мир, 1968.—492 с.
30. Силин В. П. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. — М.: Наука, 1973.—288 с.
31. Хилд М., Уортон С. Микроволновая диагностика плазмы. — М.: Атомиздат, 1968.—392 с.
32. Шувалов В. А. Структура ближнего следа за сферой в потоке неравновесной разреженной плазмы // Геомагнетизм и астрономия.—1979.—19, № 4.—С. 651—656.
33. Шувалов В. А., Быстрицкий М. Г., Чурилов А. Е. Влияние структуры возмущенной зоны около тела в потоке разреженной плазмы на рассеяние электромагнитных волн // Журн. техн. физики.—1981.—51, № 2.—С. 310—315.

34. Шувалов В. А., Губин В. В. О распределении заряженных частиц около тела в потоке разреженной плазмы при инъекции нейтрального газа // Физика плазмы.—1981.—7, № 3.—С. 689—693.
35. Ярыгин А. П. Эффективная поверхность рассеяния аксиально—симметричных плазменных образований в направлении их оси вращения // Радитехника и электроника.—1969.—14, № 5.—С. 912—915.
36. Alexopoulos N. G. High-frequency backscattering from a perfectly conducting sphere coated with a radially inhomogeneous dielectric // Radio Sci.—1971.—6, N 10.—P. 893—901.
37. Borisov B. S., Garkusha V. I., Kozyrev N. V. et al. The influence of electric thruster plasma plume on downlink communication in space experiments // AIAA Paper.—1991.—N 91—2349.—11 p.
38. Bruning J. H., Lo V. Multiple scattering of EM waves by spheres. Part II. Numerical and experimental results // IEEE Transactions on antennas and propagation.—1971.—AP—19, N 3.—P. 391—400.
39. Charles G., Dokukin E. V., Mishin I. V., et al. Telemetry signal damping during rocket electron beam injection // Ann. Geophys.—1980.—36, N 1.—P. 397—400.
40. Grebnev J. A., Ivanov G. V., Khodnenko V. P. et al. The study of a plasma jet injected by an on-board plasma thruster // Adv. Space Res.—1981.—1, N 2.—P. 153—158.
41. Sagdeev R. Z., Managadze G. G., Martinson A. A., et al. Experiments with injection of powerful plasma jet into the ionosphere // Adv. Space Res.—1981.—1, N 2.—P. 127—140.

---

**DETERIORATION OF RADIO SIGNALS AND DISTORTION OF SPACECRAFT RADAR CHARACTERISTICS BY PLASMA JETS FROM ELECTRIC PROPULSION ENGINES**

V. A. Shuvalov, M. G. Bystritskii, and A. E. Churilov

We formulated the principles and developed the methods of the physical modelling of electromagnetic wave scattering on plasma jets and formations created at spacecraft surfaces. We studied experimentally the deterioration of radio signals and distortion of the radar characteristics of spacecraft design elements by the plasma jets and artificial plasma formations arising during the work of electric propulsion engines, the injection of electron beams, and in the course of various active and passive tests on the orbit.