

01;04;09

Взаимодействие электромагнитного излучения со струей электрореактивного двигателя космического аппарата

© И.П. Козлов

Московский государственный авиационный институт
(технический университет)

Поступило в Редакцию 24 июля 2001 г.

Исследовано взаимодействие электромагнитной волны с плазменной струей электрореактивного двигателя космического аппарата (КА) в модели плоско- и сферически-слоистого твердого диэлектрика. Предсказанное явление качественной зависимости решения вблизи нуля диэлектрической проницаемости от малых изменений параметров задачи усугубляет проблему электромагнитной совместимости радиосистем КА. Созданная теория предполагает строгое решение задачи дифракции волн на двух телах. Даны результаты расчетов.

Развитие космической техники приводит к все более широкому использованию электрореактивного двигателя (ЭРД) как двигателя высокой удельной тяги. Исследуется влияние на радиосистемы космического аппарата (КА) струи ЭРД. Холодная плазма струи рассматривается в модели твердого диэлектрика [1], диэлектрическая проницаемость (ε) которого проходит через нуль (соответствующий критической концентрации плазмы). Выявленная критическая точка в нуле ε приводит к усугублению проблемы электромагнитной совместимости антенн КА при наличии плазменной струи ЭРД, особенно при возрастании тяги двигателя. Ранее проведенное исследование задачи "почти" нормального падения плоской электромагнитной волны на плоскостойкий диэлектрик показало качественную зависимость решения вблизи нуля ε от малых $\text{Im}(\varepsilon)$ и θ (решение в точке $\varepsilon = 0$) рассматривается в смысле предельного перехода [2–4]. В данной работе учитывается кривизна поверхности $\varepsilon = \text{const}$ — диэлектрик вблизи нуля ε представляется осесимметричным телом, образованным вложенными без центральной симметрии один в другой однородными диэлектрическими шарами (рис. 1). Рассматривается падение плоской волны под углом $\theta_1 \ll 1$

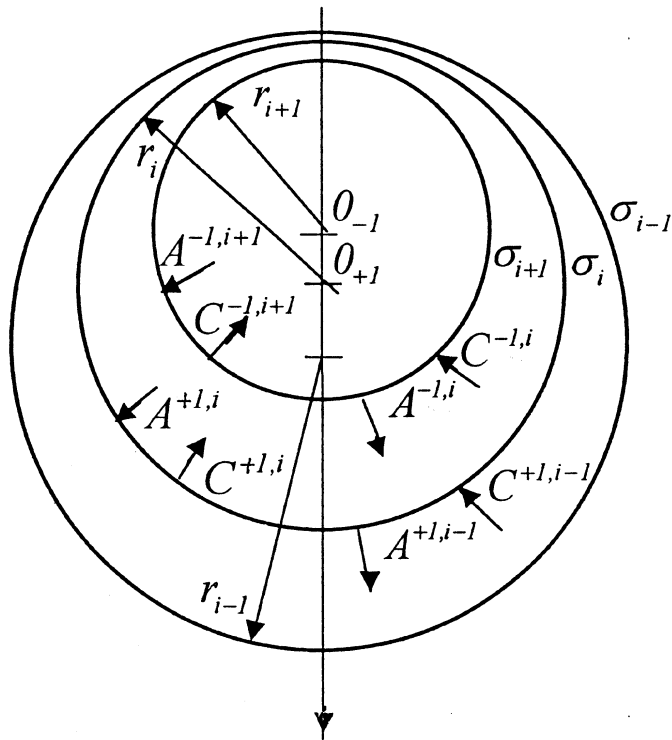


Рис. 1. Неоднородный диэлектрический шар.

на такой шар радиусом $r = r_1$ из однородного пространства при $\varepsilon = \varepsilon_1$, волна поляризована в плоскости падения. Предложенный метод преобразования амплитуд волн [5,6] при разделении переменных в сферической системе координат позволяет формализовать и тем самым существенно упростить решение рассматриваемой задачи дифракции волн.

Сферическая геометрия. Пусть в поле в i -м слое ($\varepsilon = \varepsilon_i$) вблизи поверхностей радиусом $r = r_i$ и $r = r_{i+1}$ (рис. 1) в локальных координатах с центрами $O_s (s \pm 1)$ представляется неизвестными амплитудами электрических A_{nm}^{si} , B_{nm}^{si} , C_{nm}^{si} , D_{nm}^{si} и магнитных \bar{A}_{nm}^{si} , \bar{B}_{nm}^{si} , \bar{C}_{nm}^{si} ,

\bar{D}_{nm}^{si} волн, l_i — расстояние между центрами O_{-1} и O_1 ($\Delta_i = \sqrt{\varepsilon_i} kl_i$, $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны в пустоте). Тогда в общей области справедливы преобразования амплитуд волн при переходе между этими двумя системами координат с центрами O_s [6]:

$$\begin{aligned} \frac{A_{nm}^{si}}{\bar{B}_{nm}^{si}} &= \sum_{j=m}^{\infty} \left\{ \beta_{nmj}^{-s} \frac{A_{jm}^{-si}}{\bar{B}_{jm}^{-si}} + \frac{1}{w_i} \bar{\beta}_{nmj}^{-s} \frac{\bar{B}_{jm}^{-si}}{-A_{jm}^{-si}} \right\}, \\ \frac{C_{nm}^{si}}{\bar{D}_{nm}^{si}} &= \sum_{j=m}^{\infty} \left\{ \gamma_{nmj}^{-s} \frac{C_{jm}^{-si}}{\bar{D}_{jm}^{-si}} + \frac{1}{w_i} \bar{\gamma}_{nmj}^{-s} \frac{\bar{D}_{jm}^{-si}}{-C_{jm}^{-si}} \right\}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $n, m = 0, 1, 2, \dots (n \neq 0, m \leq n)$; $w_j = \sqrt{1/\varepsilon_j}$, выражения для $\beta_{nmj}^s, \gamma_{nmj}^s, \bar{\beta}_{nmj}^s, \bar{\gamma}_{nmj}^s$ даны в [6]. Преобразования (1) показывают связь электрических и магнитных волн при смещении начала координат. Из непрерывности касательных составляющих полей на поверхности $r = r_i$ несложно получить "граничные условия для амплитуд электрических волн":

$$C_{nm}^{si} = c_n^i A_{nm}^{si+1} + e_n^i C_{nm}^{si+1}, \quad A_{nm}^{si} = a_n^i A_{nm}^{si+1} + b_n^i C_{nm}^{si+1}, \quad i = 1, 2, \dots, I; \quad (2)$$

где выражения для a_n, b_n, c_n, e_n даны в [7]. Для $i = 1$ в (2) неизвестные амплитуды падающей волны надо заменить амплитудами волн сторонних токов. Неполная система уравнений (2) для электрических и аналогичная для магнитных волн преобразованиями амплитуд волн (1) при переходе от каждой локальной системы координат к другой дополняется до полной. Ее решение методом усечения является искомым решением задачи. Предложенный в [5] метод переотражений позволяет проводить расчеты для тел размером до нескольких длин волн.

Плоскостное приближение. Пусть, не нарушая общности, плоская электромагнитная волна нормально падает на плоский слой от z_1 до z_N без поглощения, гладкая функция $\varepsilon(z)$ уменьшается до нуля ε (рис. 2). При этом $\varepsilon_1 = \varepsilon(z_1), \varepsilon_N = \varepsilon(z_N), \varepsilon_1 > \varepsilon_N > 0$, в области $z < z_1$ при $\varepsilon = \varepsilon_1$ имеются падающая и отраженная волны, в области $z > z_N$ при $\varepsilon = \varepsilon_N$ имеется проходящая волна. В соответствии с предлагаемым методом решения слой $(\varepsilon_1, \varepsilon_N)$ разбивается на однородные подслои переменной толщины, так что $\delta^2 = \varepsilon_n/\varepsilon_{n+1} = \text{const}$ ($\Delta z_n = z_{n+1} - z_n \rightarrow 0$ при $\varepsilon \rightarrow 0$), кривая 3 на рис. 2. В окрестности точки $\varepsilon = 0$ слой

заменяется нелинейным при

$$gr(\varepsilon_L) = \text{const} \quad (3)$$

с коэффициентом отражения R_L , где $gr(\varepsilon) = -\alpha/\varepsilon^{3/2}$, $\alpha = d\varepsilon/d(kz) < 0$. Для слоя (3) имеется точное решение задачи в элементарных функциях, это решение принято в качестве длинноволнового приближения рассматриваемой задачи $-gr(\varepsilon) > 20$ [2]. В результате имеет место рекуррентная формула для коэффициента отражения всего слоя [2]:

$$R^n \exp(2i\rho_n) = R_0^n = \frac{r + R_0^{n+1} \exp(i\Delta\rho_{n+1})}{1 + rR_0^{n+1} \exp(i\Delta\rho_{n+1})}, \quad (4)$$

где $n = 1, \dots, L-1$, $R_0^L = R_L$, $\Delta\rho_L = 0$, $\rho_n = \sqrt{\varepsilon_n} kz_n$, $r = \frac{(\delta-1)}{(\delta+1)}$, $\Delta\rho_{n+1} = \frac{2(\delta^2-1)}{\delta^{2n} gr(\varepsilon_1)}$. В свою очередь, напряженность электрического поля (E) находится обратной "прогонкой" [4]. Выделен принцип подобия плоских слоев, имеющих эквивалентные коэффициенты отражения $R_0^N = R\{gr(\varepsilon_1), \varepsilon_1/\varepsilon_N\}$, а при $\varepsilon \sim 0$ равные поля. В общем решении для E -волны $\varepsilon'(z) = \varepsilon - i\varepsilon''$, $\varepsilon'' = \text{const}$, $\varepsilon_0 = \varepsilon'_1 \sin \theta_1$ (ε_0 — действительная величина) у подобных слоев совпадают ε_0 , ε'' , $\varepsilon_1/\varepsilon_N$ и $gr(\varepsilon'_n) = -\alpha_n/(\varepsilon'_n)^{3/2}$, $n = 1, 2, \dots, N-1$, но отличаются α_n и ε'_n . Решение для линейного полубесконечного слоя ($\varepsilon < \varepsilon_1$) без поглощения при $\theta = 0$ — основное решение — находится предельным переходом из общего решения при $\varepsilon_L \rightarrow 0$ (кривая 1 на рис. 2 или кривые 2 и 3, приближенно описывающие кривую 1), при этом плотность потока энергии проходящей волны $S_L \rightarrow 1$ и возможно $E \rightarrow \infty$ при $\varepsilon_L \rightarrow 0$. Указанное свойство выделяет качественную особенность решения вблизи точки $\varepsilon = 0$. Так, направление вектора Умова–Пойнтинга для проходящей E -волны задается формулой

$$\text{ctg } \Phi_{nE} = \text{Re}(\gamma_n^* \sqrt{\gamma_n - 1}) / \text{Re}(\gamma_n^*), \quad \text{где } \gamma_n = \varepsilon'_n / \varepsilon_0$$

и совпадает с осью z при $\varepsilon''/\varepsilon_0 \gg 1$ или с осью y при $\varepsilon''/\varepsilon_0 \ll 1$ (ламинарный поток энергии). При $\varepsilon'' = 0$ выделяются предельные случаи распространения волны по оси z при $\delta^{2n}(\theta_1)^2 \ll 1$ ($r_{nE} \approx -(\delta-1)/2$) и по оси y при $\delta^{2n}(\theta_1)^2 \gg 1$ ($r_{nE} \approx (\delta-1)/2$). Поскольку r_{nE} в случае $\varepsilon''/\varepsilon_0 \ll 1$ меняет знак, то предположим

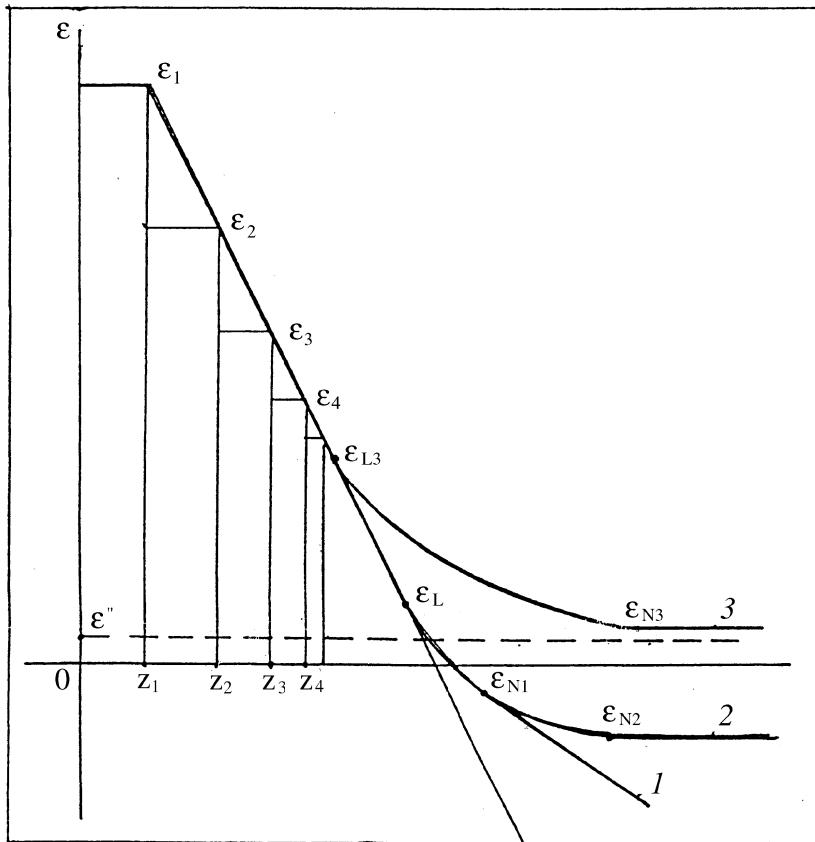


Рис. 2. Линейный слой, сопряженный в окрестности нуля ε с нелинейным.

$R_E \approx 0$ при $\varepsilon = \varepsilon_p$, тогда в этом подслое будет только проходящая E -волна, для которой $\varepsilon_0 = \varepsilon_p \sin^2 \theta_p$. Энергия волны при выполнении критерия $\varepsilon''/\varepsilon_0 < a$, $a \approx 0.1$ может быть переведена в поверхностную E -волну. Оценки для этого случая по порядку величины будут: из коротковолнового приближения $\varepsilon_p \approx 0.01(\alpha_1)^{2/3}$ при $R = 0.1$ [3], далее $\varepsilon'' \approx 10^{-3}(\alpha_1)^{2/3}$. С возрастанием ε'' поток энергии волны становится турбулентным.

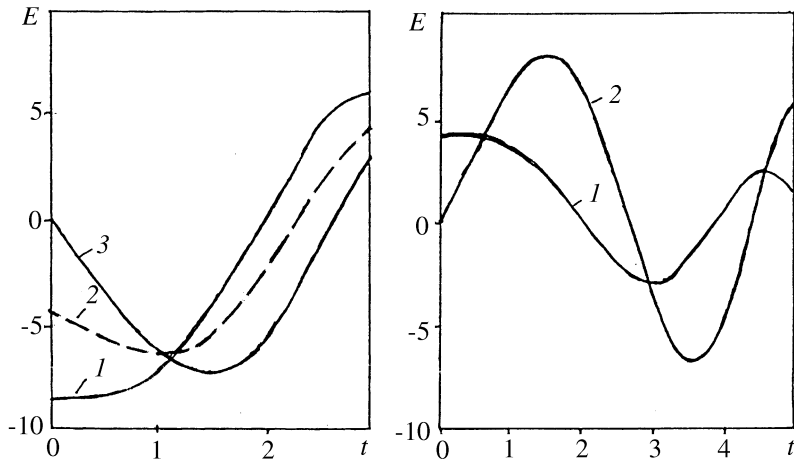


Рис. 3. Напряженность электрического поля $E(t)$, $t = \varepsilon/\varepsilon_1[gr(\varepsilon_1)]^{-2/3}$ при $\varepsilon'' = 0$ и $\theta_1 = 0$, $gr(\varepsilon_1) = 0.001$; $\varepsilon_1 = 0.1327354$ и $\varepsilon_1 = 0.1327356$ (1 — точное решение; 2 — приближенное решение, использующее одну из функций Эйри; 3 — точное решение для случая расположения в плоскости $\varepsilon = 0$ идеально проводящей плоскости). Положение нуля E зависит от малых изменений параметров слоя.

Критическая точка в нуле ε , результаты расчетов. Выявленные свойства "почти" плоского слоя приводят при $\varepsilon \sim 0$ к бифуркации — решение исследуемой физической задачи качественно зависит от малых параметров: ε'' , ε_0 и $1/r_i$, l_i (с учетом знака), $\varepsilon'' \ll 0.1(\alpha_1)^{2/3}$. Причем учет последних двух параметров приводит к взаимосвязи волн разных поляризаций (1). В плоскостом приближении, применимом при $(\sqrt{|\varepsilon''|}kr \gg 1)$ локально в пределах падающего луча, при $\varepsilon''/\varepsilon_0 \ll 1$ происходит "развал" луча — волна "накачивается" в слой $\varepsilon \sim 0$, распространяясь в нем в виде поверхностной E -волны (задача "накачки" может быть выделена как нестационарная); при $\varepsilon''/\varepsilon_0 \gg 1$ волна "просачивается" в область $\varepsilon < 0$ ($\theta \sim 0$). Поверхностная E -волна формируется всей поверхностью $\varepsilon = \text{const}$ (уже вне пределов падающего луча, где применимо плоскостомое приближение). Для основного решения на рис. 3 приведены результаты вычислений полей E в сравнении с решением через функции Эйри, полученным в [8]

при пренебрежении одной из функций Эйри из-за малости скачка производной $d\varepsilon/dz$. Расчеты подтверждают необходимость вблизи нуля ε использовать точное решение, а значит обе функции Эйри.

Полученные в плоскостойком приближении количественные критерии применимости коротковолнового [3] и длинноволнового приближений, критерий появления поверхностной волны и критерий применимости модели нормального падения плоской волны [9] позволяют проводить вычисления с заданной точностью, что необходимо из-за выявленной аномалии решения волнового уравнения. При описании полей в холодной плазме вблизи критической концентрации требуется учитывать кривизну поверхности $\varepsilon = \text{const}$ и поглощение СВЧ излучения. В дальнейшем предполагается учесть влияние постоянного магнитного поля по теории возмущений [8] и затухание Ландау.

Результаты проведенных исследований использованы при проектировании антенн космических аппаратов [10]. Созданная теория "почти" плоского слоя может быть применена при решении внутренней задачи (после введения стенок волновода). Наличие критической точки (или скачка ε) в канале устройства ЭРД и возможное преобразование энергии вблизи этого уровня, колебания плотности электронов позволяют объяснить наблюдаемые в эксперименте разогрев катода из-за резонанса в области $\varepsilon < 0$ (волна "не проходит" слой $\varepsilon = 0$ при пренебрежении постоянными электрическим и магнитным полями) и спонтанное возрастание собственного СВЧ излучения ЭРД при его выходе на максимальную мощность [11] (для разных типов ЭРД). Заметим, что преобразование волн разных поляризаций в сферически-слоистой среде усложняет развязку приемно/передающих антенн по поляризации.

Список литературы

- [1] Сафонов И.Б. // РиЭ. 1993. Т. 38. № 3. С.91–99.
- [2] Козлов И.П. // ЖТФ. 1999. Т. 69. № 8. С. 5–9.
- [3] Козлов И.П. // РиЭ. 1997. Т. 42. № 2. С. 142–146.
- [4] Козлов И.П. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 14. С. 28–35.
- [5] Козлов И.П. // РиЭ. 2001. Т. 46. № 2. С. 180–185.
- [6] Козлов И.П. // Изв. вузов. Радиофиз. 1975. Т. 18. № 7. С. 997–1008.
- [7] Козлов И.П. // Распространение и дифракция электромагнитных волн. М.: МФТИ, 1993. С. 104–113.

- [8] *Гинзбург В.Л.* // Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 683 с.
- [9] *Козлов И.П.* // РиЭ. 2001. Т. 46. № 1. С. 58–63.
- [10] *Kozlov I.P.* // Proc. 26th Int. El. Prop. Conf. Oct. 17–21. 1999. Kitakyushu, Japan. P. 229–238.
- [11] *Кирдяшев К.П.* // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. Вып. 14. С. 38–44. ИЕРС-99-229.