

Общая физика

УДК 621.371.182

Ракурсное рассеяние радиоволн плазменным цилиндром

Н. Д. Наумов

На основе принципа Гюйгенса получено аналитическое выражение для ЭПР неоднородного плазменного цилиндра в случае ракурсного рассеяния радиоволн. Проанализировано влияние длины цилиндра и азимутального угла приемника на интенсивность рассеянного радиосигнала.

PACS: 52.40.Db

Ключевые слова: плазма, радиоволна, ракурсное рассеяние, эффективная площадь рассеяния.

Введение

Необходимость оценки рассеяния радиоволн плазменным цилиндром обусловлена различными практическими задачами. В качестве примеров подобных задач можно указать на метеорную радиосвязь и метеорную радиоастрономию [1, 2]. Недостатком существующей аналитической модели [3] является не совсем корректный учет продольной интерференции элементарных рассеянных волн. Это выражается в том, что, согласно [3], интенсивность рассеяния в направлении, перпендикулярном оси цилиндра, квадратично зависит от длины цилиндра, что не согласуется с данными для метеорных следов, имеющих значительную протяженность. В связи с этим в [1, 2] при проведении оценок ракурсного рассеяния радиоволн метеорными следами длина цилиндра полагается равной половине длины первой зоны Френеля.

В данной работе для построения аналитической модели ракурсного рассеяния радиоволн плазменным цилиндром используется принцип Гюйгенса. Согласно этому принципу каждый облучаемый элемент плазмы рассматривается как элементарный электрический вибратор, который под влиянием падающей радиоволны становится источником вторичной сферической волны. Результирующее поле рассеянной волны является суперпозицией этих элементарных волн. Этот подход позволяет получить более адекватную оценку интенсивности рассеянного радиосигнала.

Постановка задачи

Введем цилиндрическую систему координат ρ, φ, z с началом в центре цилиндра и осью Oz вдоль продольной оси симметрии цилиндра. Аналитические результаты можно получить для распределения концентрации электронов с резкой границей:

$$N = \begin{cases} N_0 \left(1 - \frac{\rho^2}{a^2}\right)^\mu, & \rho \leq a, \\ 0, & \rho > a, \end{cases} \quad (1)$$

а также для распределения с диффузной границей:

$$N = N_0 \exp\left(-\frac{\rho^2}{a^2}\right). \quad (2)$$

Для определенности будем считать, что передатчик находится в полуплоскости Oyz . Обозначим через ψ ракурсный угол, т. е. угол между осью Oz и вектором \mathbf{R}_1 из начала системы координат в точку расположения передатчика. Расположение приемника характеризуется азимутальным углом Φ ; для ракурсного рассеяния угол между вектором \mathbf{R}_2 из начала системы координат в точку расположения приемника и отрицательным направлением оси Oz равен ψ .

В соответствии с формулой радиолокации [4], интенсивность рассеянного радиоизлучения определяется следующим выражением:

$$I_2(\Phi) = \frac{W_1 \sigma(\Phi)}{16\pi^2 R_1^2 R_2^2}, \quad (3)$$

где W_1 — эффективная излучаемая мощность передатчика, σ — эффективная площадь рассеяния (ЭПР).

Наумов Николай Дмитриевич, вед. научный сотрудник.
12 ЦНИИ Минобороны России.
Россия, 141307, Московская обл., г. Сергиев Посад-7.
E-mail: ndnaumov@mail.ru

Статья поступила в редакцию 19 января 2015 г.

© Наумов Н. Д., 2015

ЭПР плазменного цилиндра

Электрическое поле падающей радиоволны приводит к появлению в плазме плотности электрического тока (при этом плазму считаем холодной и проницаемой для радиоволн) [5]:

$$\mathbf{j} = -i \frac{e^2 N}{m\omega} \mathbf{E},$$

т. е. каждый элемент объема плазмы представляет собой элементарный вибратор. Практической моделью электрического вибратора является диполь Герца, электрическое поле которого в дальней зоне имеет вид:

$$E = i \frac{Id}{2\lambda R} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} e^{-ikR} \sin \alpha, \quad (4)$$

где I — амплитуда электрического тока, d — длина диполя, $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны, α — угол между осью диполя и направлением на точку наблюдения.

Введем следующие обозначения: \mathbf{r} — радиус-вектор элемента объема плазмы dV , \mathbf{Q}_1 — вектор из элемента объема плазмы dV в точку расположения передатчика, \mathbf{Q}_2 — вектор из элемента объема dV в точку расположения приемника. Выбирая в качестве нулевой фазу волны в начале системы координат и учитывая, что $\mathbf{Q}_1 = \mathbf{R}_1 - \mathbf{r}$, для вектора электрического поля падающей радиоволны в месте расположения элемента объема плазмы dV имеем:

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_0 e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}},$$

где \mathbf{k} — волновой вектор падающей радиоволны. Для произведения амплитуды тока на длину в элементарном вибраторе, создаваемом элементом объема плазмы dV , имеем: $Id = jdV$. Тогда из (4) для электрического поля волны, рассеянной плазменным объемом dV в направлении приемника, найдем:

$$dE_2 = NE_0 \frac{r_e}{R_2} \exp[i(\mathbf{q} - \mathbf{k})\mathbf{r} - i\mathbf{q}\mathbf{R}_2] \sin \alpha dV, \quad (5)$$

где r_e — классический радиус электрона, \mathbf{q} — волновой вектор рассеянной радиоволны.

В соответствии с принципом Гюйгенса, для нахождения поля рассеянной волны нужно проинтегрировать выражение (5) по объему плазмы. Пусть χ — угол между осью Oz и вектором \mathbf{Q}_1 для элемента объема dV , находящегося на оси цилиндра, а ξ — угол между вектором \mathbf{Q}_2 для того же элемента объема и отрицательным направлением оси Oz . Из геометрических соображений несложно получить, что

$$\cos \chi = \cos \psi - \frac{z}{R_1} \sin^2 \psi,$$

$$\cos \xi = \cos \psi + \frac{z}{R_2} \sin^2 \psi.$$

Радиус цилиндра будем считать малым по сравнению с длиной первой зоны Френеля, поэтому при интегрировании по радиальной координате можно считать $\chi = \psi$, $\xi = \psi$.

В итоге для ЭПР проницаемого плазменного цилиндра получим:

$$\sigma = 4\pi R_2^2 \left| \frac{E_2}{E_0} \right|^2 = 4\pi (r_e \pi a^2 L N_0)^2 \Lambda F(\Phi), \quad (6)$$

$$\Lambda = C^2 \left(\frac{h}{L} \right) + S^2 \left(\frac{h}{L} \right),$$

$$F(\Phi) = T \left[1 - \frac{1}{4} \sin^2 2\psi (1 + \sin \Phi)^2 \right],$$

где h — длина цилиндра, L — половина длины первой зоны Френеля:

$$L = \frac{1}{\sin \psi} \sqrt{\frac{\lambda R_1 R_2}{R_1 + R_2}}.$$

Выражение для фактора T зависит от распределения концентрации электронов:

$$T = \left(2^{\mu+1} \Gamma(\mu+1) \frac{J_{\mu+1}(\tau)}{\tau^{\mu+1}} \right)^2$$

в случае распределения (1) и

$$T = \exp\left(-\frac{1}{2}\tau^2\right)$$

в случае распределения (2). Здесь $\Gamma(\mu+1)$ — гамма-функция, $J_{\mu+1}(x)$ — функция Бесселя, $C(x)$ и $S(x)$ — интегралы Френеля [6], $\tau = ka \sin \psi \sqrt{2(1 + \sin \Phi)}$.

Характеристики рассеянного радиосигнала

При ракурсном рассеянии, как следует из выражений (3) и (6), зависимость интенсивности радиосигнала от длины цилиндра определяется фактором Λ . Эта зависимость представлена на рис. 1.

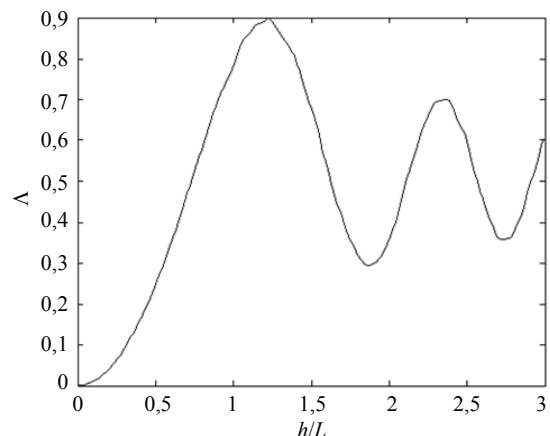


Рис. 1. Влияние длины цилиндра на интенсивность радиосигнала

Графики на рис. 2 характеризуют влияние азимутального угла приемника на интенсивности рассеянного радиосигнала. Расчеты проводились для распределения концентрации электронов (2) при $ka = \pi/5$ и различных значениях ракурсного угла — $\psi = 90^\circ$ (кривая 1), $\psi = 65^\circ$ (кривая 2), $\psi = 40^\circ$ (кривая 3) и $\psi = 15^\circ$ (кривая 4).

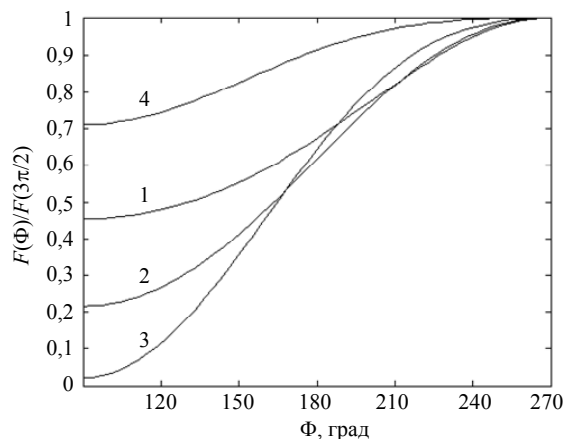


Рис. 2. Влияние азимутального угла приемника на интенсивность радиосигнала

Заключение

Практическая значимость полученных результатов заключается в возможности теоретиче-

ского анализа закономерностей ракурсного рассеяния радиоволн плазменным цилиндром. В частности, рис. 1 показывает, что результат работы [3], который, как уже отмечалось, дает квадратичную зависимость интенсивности рассеянного радиосигнала от длины цилиндра, оказывается неприменимым, если длина цилиндра больше половины длины первой зоны Френеля. Наименьшее и наибольшее значения интенсивности рассеянного радиосигнала соответствуют расположению оси цилиндра, передатчика и приемника в одной плоскости, причем наибольшее значение достигается при прямом рассеянии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Долуханов М. П. Дальнее распространение ультракоротких волн. — М.: Связьиздат, 1962.
2. Мак-Кинли Д. Методы метеорной астрономии. — М.: Мир, 1964.
3. Kodis R. D. // Proc. IEEE. V. 53. 1965. P. 1016.
4. Финкельштейн М. И. Основы радиолокации. — М.: Радио и Связь, 1983.
5. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. — М.: Высшая школа, 1978.
6. Справочник по специальным функциям. Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. — М.: Наука, 1979.

Specular scattering of radio waves from cylindrical plasma

N. D. Naumov

12-th Central Research Institute
Sergiev Posad-7, Moscow region, 141300, Russia
E-mail: ndnaumov@mail.ru

Received January 19, 2015

On the basis of Huygens's principle, an analytical expression for the radar cross section of inhomogeneous cylindrical plasma is obtained. The effect of the cylinder length and the azimuth of the receiver on the scattered radio signal is studied.

PACS: 52.40.Db

Keywords: plasma, radio wave, specular scattering, radar cross section.

REFERENCES

1. M. P. Dolukhanov, *Long-Range Ultrashort Wave Propagation* (Svyaz'izdat, Moscow, 1962) [in Russian].
2. D. Mac-Kinly, *Methods of Meteor Astronomy* (Mir, Moscow, 1964) [in Russian].
3. R. D. Kodis, Proc. IEEE **53**, 1016 (1965).
4. M. I. Finkel'shtein, *Foundations of Radiolocation* (Radio i Svyaz', Moscow, 1983) [in Russian].
5. A. F. Aleksandrov, L. S. Bogdankevich, and A. A. Rukhadze, *Foundations of Plasma Electrodynamics* (Vyssh. Shkola, Moscow, 1978) [in Russian].
6. *Handbook on the Special Functions*. Ed. by M. Abramovits and I. Stigan (Nauka, Moscow, 1979) [in Russian].