УДК 519.2

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИОЛОКАЦИОННОГО ОТРАЖЕНИЯ В ГРАНИЧАЩИХ СРЕДАХ С УЧЕТОМ ВЫНУЖДЕННЫХ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН

Ломухин Ю.Л., Атутов Е.Б., Бутуханов В.П.

ФГБУН «Институт физического материаловедения Сибирского отделения Российской академии наук», Улан-Удэ, e-mail: evgeniy_atutov@mail.ru

Представлен многомодовый механизм отражения и преломления волн в граничащих поглощающих средах, включающий эффект возбуждения встречных волн. На основании этого механизма и введения расширенного спектра собственных мод получена строгая формула для коэффициента обратного отражения в задаче Френеля. Дано обобщение полученных формул на случай зондирования радаром сред с неровными границами. Проведено сравнение с экспериментальными данными, обнаружено хорошее согласие.

Ключевые слова: поглощающие среды, обратное электромагнитное отражение, распространение электромагнитных в поглощающих средах

MODELLING RADAR REFLECTION IN NEIGHBORING MEDIA IN VIEW OF INDUCED BACKWARD-GOING WAVES

Lomukhin Y.L., Atutov E.B., Butukhanov V.P.

Institute of Physical Materials Science of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Ulan-Ude, e-mail: evgeniy_atutov@mail.ru

This paper formulates a rigorous theory about backreflection in neighboring homogeneous absorbing media. The theory is developed on the basis of a multimode wave reflection and refraction mechanism which includes not only the known modes (the reflected and the refracted ones), but also the backward-going modes. The paper demonstrates that backreflection is defined by radiation of secondary sources. Therefore, it exists both in the case of both even and rough boundaries. For the first time a rigorous formula for defining a backscattering coefficient in neighboring absorbing media is devised. The result has been compared to the experimental evidence. There is a good agreement between the data.

Keywords: absorbing media, electromagnetic propagation in absorbing media, electromagnetic refraction, electromagnetic reflection, electromagnetic scattering in absorbing media

Моделирование радиолокационных сигналов, переизлученных земными средами в настоящее время остается актуальной. Существующие в настоящее время электродинамические модели коэффициентов обратного отражения являются либо приближенно аналитическими, либо эмпирическими [1–3]. Проблема в данном случае связана не только со сложностью и многофакторностью рассеяния волн, но и с отсутствием учета в данных моделях явления возбуждения встречных волн.

Цель настоящей работы представить строгую электродинамическую модель коэффициента обратного отражения в задаче Френеля, полученную благодаря введению встречных волн, и обобщить её на случай зондирования радаром граничащих сред. Под встречной волной будем понимать излучение вторичных источников среды в граничащих средах в строго обратном направлении волне, возбуждающей эти источники.

Этот механизм во многом аналогичен механизму, при котором имеет место обращение волнового фронта [4]. На существование вынужденного излучения среды в сторону источника при наличии границы раздела указано во многих работах, в частности в [5].

Многомодовое распространение волн в граничащих средах

Рассмотрим механизм распространения волн в граничащих средах, учитывающий эффект возбуждения встречных волн. Пусть имеем две среды, разделенные границей, одна с $\varepsilon_1 = \varepsilon_1' - j\varepsilon_1''$, $\mu_1 = \mu_0$, вторая с $\varepsilon_2 = \varepsilon_2' - j\varepsilon_2''$, $\mu_2 = \mu_0$. Предполагаем, что ε_1 и ε_2 зависят только от частоты. В первой среде расположен радар с антенной, имеющей диаграмму направленности $F(\phi_1)$ (рис. 1).

В соответствии с рис. 1 волна, излученная радаром А, двигается по направлению вектора $\overline{k}_1$ на границу $z = 0$. *В* точке О возбуждается отраженная в направлении $\overline{k}_1'$ и преломленная с волновым вектором $\overline{k}_2$ волны. Своим полем преломленная волна возбуждает заряды второй среды, излучение которых образует встречную волну в направлении $-\overline{k}_2$. Волна с $-\overline{k}_2$ преломляется на границе, образуя обратную волну, по-

ступающую в радар волну с вектором $-\bar{k}_1$. Мода с $-\bar{k}_2$ также отражается на границе и образует волну с $-\bar{k}_2'$, которая в свою очередь возбуждает встречную волну с $\bar{k}_2'$. Последняя преломляясь, распространяется в соответствии с вектором $\bar{k}_1'$, внося дополнение в зеркальное отражение под углом ϕ_1.

Поскольку диаграмма направленности радара имеет конечную ширину, то при углах облучения ϕ_1 меньших ширины в направлении $\bar{k}_{10}$ распространяется волна, которая возбуждает отраженную с $-\bar{k}_{10}$ и преломленную с $\bar{k}_{20}$ моду. Преломленная волна с $\bar{k}_{20}$ возбуждает встречную моду с волновым вектором $-\bar{k}_{20}$, которая проходит через границу и распространяется с вектором $-\bar{k}_{10}$.

Отметим также следующее: согласно рис. 1 в граничащих средах возбуждаются прямая и встречная обратная волны с векторами $-\bar{k}_2'$ и $\bar{k}_2'$. Мода с $-\bar{k}_2'$ это волна с отрицательным углом преломления, она аналогична волнам, указанным в [6, 7].

Заметим также, что из-за наличия границы раздела и при $\varepsilon_1'' \neq 0$ и $\varepsilon_2'' \neq 0$ вторичные волны не компенсируются во встречных направлениях к возбуждающим их волнам.

Опираясь на физический механизм, описанный выше, учитывая в решении волновых уравнений наличие встречных волн, определяется многомодовая система собственных мод в граничащих средах [8]. Далее в строгой постановке, решается задача Френеля [9].

В результате установлено, что обратно отраженное поле в граничащих средах, разделенных ровной границей, при облучении её плоской волной из первой среды в предположении, что $\varepsilon_1' >> \varepsilon_1''$ (первая среда практически прозрачна) есть

$$\bar{E}^{\|,\perp}(\phi_1) = \bar{E}_0^{\|,\perp} e^{-2jk_1R} W^{\|,\perp}(\phi_1),$$

$$\bar{H}^{\|,\perp}(\phi_1) = \frac{1}{\omega\mu_0}\left[\bar{k}_1 \bar{E}^{\|,\perp}(\phi_1)\right], \qquad (1)$$

где

$$W^{\|,\perp}(\phi_1) = \left\{1 + \frac{V_{12}^{\|,\perp}(0)}{\left[1-[V_{12}^{\|,\perp}(0)]^2\right]e^{-2jk_2h_{20}}}\right\}\left[1-[V_{12}^{\|,\perp}(\phi_1)]^2\right]e^{-2j(\bar{k}_2\bar{h}_2)}, \qquad (2)$$

$V_{12}^{\|,\perp}(\phi_1)$ – коэффициенты Френеля, $(\bar{k}_2\bar{h}_2) = k_2h_{20}\cos(\phi_2)$, $k_1 = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_1}$, $k_2 = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_2}$, $h_{20} = \frac{1}{\mathrm{Im}(k_2)}$ – максимальная глубина проникновения затухающего поля во вторую среду при которой еще возбуждается вторичное излучение, $\bar{E}_0^{\|} = \bar{i}\cos(\phi_1) + \bar{k}\sin(\phi_1)$, $\bar{E}_0^{\perp} = \bar{j}$, $\bar{i}$, $\bar{j}$ $\bar{k}$ – единичные векторы. Здесь верхним индексом «$\|$» отмечены величины соответствующие случаю, когда электрический вектор падающей волны лежит в плоскости падения (НН-поляризация); соответственно индексом «$\perp$» обозначены величины в случае когда вектор $\bar{H}$ лежит в плоскости падения (VV-поляризация).

Множитель (2) и есть коэффициент обратного отражения, этот параметр зависит только от физических свойств среды, частоты излучения и угла падения плоской волны.

Радиозондирование природных сред часто производится с помощью радаров и радиометров. Поэтому необходимо рассчитать обратное поле в точке приема совпадающей с точкой излучения. Кроме того необходимо учесть диаграмму направленности антенны радара (или радиометра) и учесть наличие неровностей границы раздела. В работе эта задача решается следующим образом. Обратное поле в точке наблюдения представляется в виде разложения по плоским волнам, учитывается (1) и направленность излучения источника. Затем применяется векторная формула Грина, согласно которой производится интегрирование по границе раздела сред, в том числе и с учетом неровности. В результате получаем среднее (когерентное) обратное поле в виде:

$$\bar{E}^{\|,\perp}(\phi_1) = \bar{E}_0^{\|,\perp}\frac{e^{-2jk_1R}}{2R}W_1^{\|,\perp}(\phi_1), \qquad (3)$$

где

$$W_1^{\|,\perp}(\phi_1) = \left[1 + \frac{F(\phi_1)}{F(0)}\frac{V_{12}^{\|,\perp}(0)e^{2jk_2h_{20}}}{\left[1-[V_{12}^{\|,\perp}(0)]^2\right]}\right]\left[1-[V_{12}^{\|,\perp}(\phi_1)]^2\right]e^{-2jk_2h_2}F(0).$$

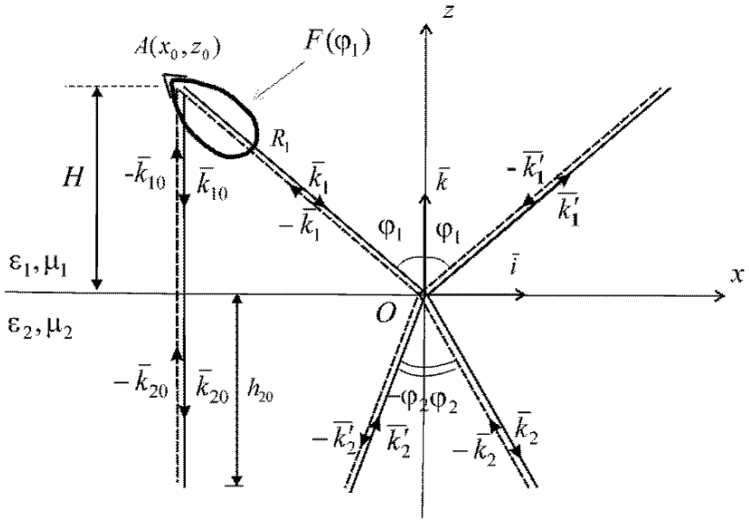

Рис. 1. Прямые и встречные волны в граничащих однородных средах

Входящие в (3) коэффициенты Френеля в случае неровной поверхности раздела следует умножить на $e^{-2k_1^2\Delta^2\cos^2(\phi_1)}$ [3, 10, 11], Δ – средне квадратичное отклонение неровностей (СКО). Функция $F(\phi_1) = Ge^{-\left(\frac{\phi_1}{\beta}\right)^2}\sqrt{\cos(\phi_1)}$ учитывает наличие диаграммы направленности радара, расположенного над наклонной границей раздела сред, G – коэффициент усиления антенны, β – ширина диаграммы направленности, ϕ_1 – угол визирования.

Рассмотрим кратко свойства $W_1^{\|,\perp}(\phi_1)$.

1. Пусть излучение радара падает нормально на границу раздела. Тогда

$$W_1^{\|,\perp}(0) = V_{12}^{\|,\perp}(0) + \left[1 - [V_{12}^{\|,\perp}(0)]^2\right]e^{-2jk_2h_{20}} =$$

$$V_{12}^{\|,\perp}(0) + t_{12}^{\|,\perp}(0)e^{-2jk_2h_{20}}t_{21}^{\|,\perp}(0) =$$

$$V_{12}^{\|,\perp}(0) + \frac{1}{T}T_r^{\|,\perp}(0)e^{-2jk_2h_{20}}. \qquad (4)$$

Здесь $t_{12}^{\|,\perp}(0) = 1 + V_{12}^{\|,\perp}(0)$, $t_{21}^{\|,\perp}(0) = 1 + V_{21}^{\|,\perp}(0)$ – коэффициенты прохождения волны через границу раздела соответственно из первой среды во вторую и из второй в первую; $T_r^{\|,\perp}(0) = \left[1 - \left[V_{12}^{\|,\perp}(0)\right]^2\right]T$, $T_r^{\|,\perp}(\phi_1)$ – радиояркостная температура, T – термодинамическая температура среды. Здесь учтено, что $V_{12}^{\|,\perp}(\phi_1) = -V_{21}^{\|,\perp}(\phi_2)$.

Из (4) следует, что обратно отраженное поле определяется двумя механизмами: излучением с поверхности раздела и излучением из объема скин-слоя среды, вызванным частью поглощенной энергии, излученной радаром, которая затрачивается на вторичное излучение. Второе слагаемое в (4) подобно тепловому излучению, и соответствует закону Кирхгофа.

Из (4) видно, что если вторая среда хорошо проводящая ($\lim\limits_{\varepsilon_2'' \to \infty} V_{12}^{\|,\perp}(\phi_1) = 1$), то в обратном поле превалирует отражение с поверхности, при этом поле резко уменьшается с ростом Δ. В случае если вторая среда диэлектрик, то в обратном отражении существенное значение может иметь составляющая, связанная с объемным излучением.

2. Пусть радар облучает границу под углом близким к скользящему, тогда $\lim\limits_{\phi_1 \to 90^0} V_{12}^{\|,\perp}(\phi_1) = 1$ и $\lim\limits_{\phi_1 \to 90^0} F(\phi_1) = 0$, и из (1) следует что

$$W_1^{\|,\perp}(\phi_1) \approx \left[1 - [V_{12}^{\|,\perp}(\phi_1)]^2\right]e^{-2j(\bar{k}_2\bar{h}_2)}. \qquad (5)$$

Обратно отраженное поле в этом случае представляет собой практически только объемное излучение из области скин-слоя. Из (5) видна существенная поляризационная зависимость обратного отражения.

3. Если $\phi_1 > \beta$, то обратное отражение диэлектрической среды больше, чем при проводящей поверхности.

4. Известно, что с увеличением проводимости поверхности угол Брюстера стремится к 90°, то как следует из (5) будет наблюдаться увеличение обратного отражения $W_1^{\|,\perp}(\phi_1) = 1$. Этот эффект связан с возбуждением поверхностной обратной волны.

5. Отметим также следующее: если $\phi_1 = 90°$, то $W_1^{\|,\perp}(\phi_1) = 0$ при любых средах и при любых неровностях границы раздела.

Особенности, отмеченные выше, не описываются в рамках геометрооптических, оптико-физических и других методов моделирования обратного отражения, в которых не учитывается возбуждение встречных волн.

Согласно (3) эффективная площадь рассеяния границы раздела сред запишем в виде

$$\sigma_{VV}(\phi_1) = \left(W_1^{\parallel}(\phi_1)\right)\left(W_1^{\parallel}(\phi_1)\right)^*,$$

$$\sigma_{HH}(\phi_1) = \left(W_1^{\perp}(\phi_1)\right)\left(W_1^{\perp}(\phi_1)\right)^*. \qquad (6)$$

Если среда представляет из себя слоистую структуру, состоящую из полубесконечного слоя с $\varepsilon_1 = \varepsilon_1' - j\varepsilon_1''$ ($\varepsilon_1' >> \varepsilon_1''$), слоя толщиной d с $\varepsilon_2 = \varepsilon_2' - j\varepsilon_2''$ и полубесконечного слоя с $\varepsilon_3 = \varepsilon_3' - j\varepsilon_3''$. И если $d \geq \frac{1}{\mathrm{Im}(k_2)}$, то коэффициенты обратного отражения вычисляются по (6). Если $d < \frac{1}{\mathrm{Im}(k_2)}$, то коэффициент обратного отражения вычисляются также по (6), но при этом необходимо провести замену $V_{12}^{\parallel,\perp}(\phi_1) \to K^{\parallel,\perp}(\phi_1)$ и $(\bar{k}_2\bar{h}_2) \to (\bar{k}_3\bar{h}_3)$, где

$$K^{\parallel,\perp}(\phi_1) = \frac{V_{12}^{\parallel,\perp}(\phi_1) + V_{23}^{\parallel,\perp}(\phi_1)e^{-2jk_2 d\cos(\phi_2)}}{1 + V_{12}^{\parallel,\perp}(\phi_1)V_{23}^{\parallel,\perp}(\phi_1)e^{-2jk_2 d\cos(\phi_2)}}, \quad (7)$$

$$(\bar{k}_3\bar{h}_3) = k_3 h_{30}\cos(\phi_2), \; h_{30} = \frac{1}{\mathrm{Im}(k_3)},$$

$$k_3 = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_3}, \; \cos(\phi_2) = \sqrt{1 - \left(\frac{k_1}{k_2}\right)^2 \sin^2(\phi_1)},$$

$$\cos(\phi_3) = \sqrt{1 - \left(\frac{k_2}{k_3}\right)^2 \sin^2(\phi_2)}.$$

В работе [3] получены формулы, аналогичные (6). Отличие наших формул заключается в том что (6) получены из строго решения граничной задачи, они пригодны при любых углах падения и для любых ε_1, ε_2, ε_3, они не требуют экспериментальной корректировки. Кроме того в (7) учтена диаграмма направленности антенны.

В обратно отраженном поле присутствует кроссполяризационные компоненты. Их оценка и детальное исследование заслуживает отдельного сообщения

Численные и экспериментальные результаты

В этой части приводится сравнение расчетных по (6) результатов с известными экспериментальными данными по обратному отражению диэлектрических и проводящих сред.

На рис. 2 приведена расчетная и измеренная угловая зависимость коэффициента обратного отражения излучения с частотой $f = 94$ ГГц в случае сухого асфальта с $\varepsilon_2 = 3{,}18 - j0{,}1$ и $\Delta 0{,}34\times10^{-3}$ м.

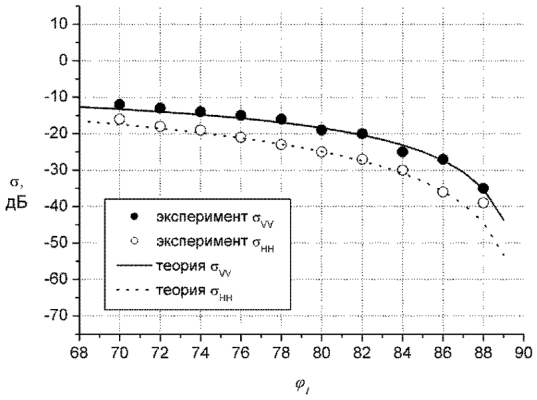

Рис. 2. Угловая зависимость коэффициента обратного рассеяния сухого асфальта

Измеренные данные взяты из [3], расчеты выполнены по (6). Видно хорошее совпадение.

На рис. 3 показаны угловые зависимости коэффициента обратного отражения асфальта ($\varepsilon_2 = 3{,}1 - j0{,}1$, $\Delta 0{,}34\times10^{-3}$ м) покрытого слоем воды ($\varepsilon_w = 5{,}6 - j7{,}8$) толщиной $0{,}46\times10^{-3}$ м. Измеренные данные взяты также из [3], расчеты выполнены по (7) с учетом (8). Диэлектрическая проницаемость воды рассчитывалась по релаксационной формуле Дебая. Видно хорошее согласие.

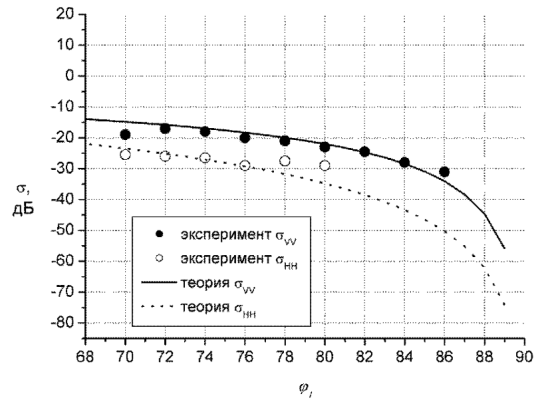

Рис. 3. Угловая зависимость коэффициента обратного рассеяния мокрого асфальтового покрытия

Важные результаты экспериментальных исследований представлены в [12]. Схема эксперимента показана на рис. 4 и 5. Прямоугольные проводящая и диэлектрическая пластины размером 0,6×0,6 м^2 облучались полем радара частотой 160 ГГц. Пластины располагались на расстоянии 20 м от источника. Применялась антенна с узкой диаграммой направленности.

На рис. 4 показаны угловые зависимости коэффициента обратного отражения проводящей пластины с СКО неровностей $\Delta 3{,}9\times10^{-6}$ м.

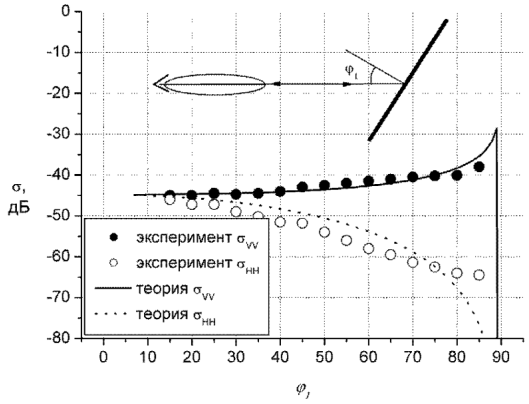

Рис. 4. Угловая зависимость коэффициента обратного рассеяния алюминиевой пластины

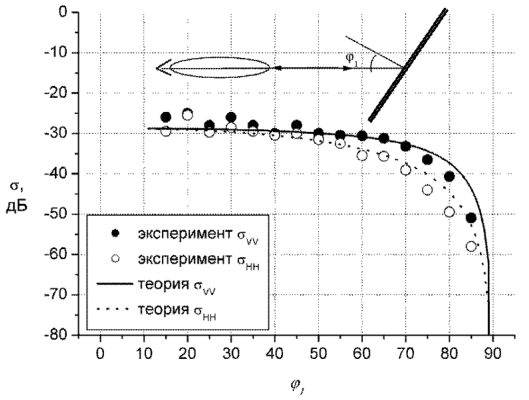

Рис. 5. Угловая зависимость коэффициента обратного рассеяния диэлектрической пластины

На рис. 5 представлены угловые зависимости коэффициента обратного отражения диэлектрической пластины с $\varepsilon_2 = 3{,}62 - j0{,}1$. СКО неровностей $\Delta 7{,}1\times10^{-6}$ м. Расчетные зависимости на рис. 4 и 5 получены по (6), экспериментальные результаты взяты из [12]. Диэлектрическая проницаемость металлической пластины вычислялась по формуле Друде. Из рис. 4 и 5 видно хорошее согласие расчетных и измеренных данных.

Из рис. 4 и 5 видно, что в случае проводящей пластины с увеличением угла падения $\sigma_{VV}(\phi_1)$ растет достигая максимума при $\phi_1 = \phi_Б$, $\sigma_{HH}(\phi_1)$ – уменьшается, т.е. имеет место рост поляризационной разницы коэффициентов обратного отражения.

Значение коэффициентов обратного отражения при обеих поляризациях, как следует из рис. 4 и рис. 5 у диэлектрической пластины значительно выше чем у алюминиевой. Этот эффект связан с большим поглощением энергии падающего поля, а значит его большим излучением диэлектрической средой, что соответствует закону Кирхгоффа для теплового излучения.

Заключение

1. Предложен новый метод моделирования обратного отражения на основе многомодового механизма распространения волн в граничащих средах.

2. Показано, что обратное отражение в граничащих сплошных средах представляет собой излучение вторичных источников в виде встречных волн. В рамках макроскопической теории с учетом возбуждения встречных волн в поглощающих средах получено строгое выражение коэффициента обратного отражения для любых углов падения плоской волны на границу раздела сплошных сред.

3. Уставлено, что обратное отражение состоит из двух составляющих: поверхностного (отражение Френеля) и излучение из объема скин-слоя. Указаны диапазоны углов падения при которых превалирует тот или другой механизм. Проведено обобщение формул коэффициентов отражения на случай радиозондирования с помощью радара. Проведено обобщение формул коэффициентов обратного отражения на случай слоистых сред с неровными границами.

4. Проведено сравнение численных расчетов коэффициентов обратного отражения по полученным в работе формулам с экспериментальными данными для сухого асфальта, асфальта покрытого слоем воды, проводящей и диэлектрической пластин конечных размером при углах падения от нулевого до скользящих. Обнаружено хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных.

5. Дано объяснение явлению большого значения коэффициента обратного отражения диэлектрической пластины в отличии от проводящей.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 16-05-00786.

Список литературы

1. Henderson F.M., Lewis A.J.. Principles and Application of Imaging Radar (Manual of Remote Sensing). 3th ed., vol. 2, New York: John Wiley & Sons, 1998.

2. Oh Y., Sarabandi K., and Ulaby F. T. An empirical and an inversion technique for radar scattering from bare soil surfaces // IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. – 1992. – Vol. 30. – P. 370–381.

3. Sarabandi K., Li E.S. and Nashashibi A. Modeling and Measurements of Scattering from Road Surfaces at Millimeter-Wave Frequencies // IEEE Transactions on Antennas and Propagations. – 1997. – Vol. 45, № 11. – P. 370–381.

4. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. Обращение волнового фронта. – М.: Наука, 1985. – 240 с.

5. Feynman R., Leighton R.B. and M. Sands. The Feynman Lectures on Physics. [Электронный ресурс] URL: http://www.feynmanlectures.caltech.edu/I_31.html#Ch31-S2 (дата обращения: 11.01.2016).

6. Мандельшам Л.И. Полное собрание трудов. Т. 4. М.: Издательство АН СССР, 1955, 520 с.

7. Veselago V.G. Электродинамика материалов с отрицательным коэффициентом преломления // УФН, Т. 173, № 7. – С. 790–794.

8. Ломухин Ю.Л. Многомодовая структура волн в однородных граничащих средах // Известия ВУЗов. – 2013,. – № 8/2. – С. 27–30.

9. Ломухин Ю.Л. Математическая модель в многомодового отражения и преломления волн // Вестник Бурятского Государственного Университета. – 2014. – № 2. – С. 29–34.

10. Басс Ф.Г., Фукс И.М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. – М.: Наука, 1978. – 428 с.

11. Ulaby F.T. Method for Retrieving the True Backscattering Coefficient from Measurements with a real Antenna // IEEE Trans. Geoscience and Remote Sensing. – 1983. – Vol. GE-21, № 3. – P. 308–313.

12. DiGiovanni D.A., Gatesman A.J., Goyette T.M., and Giles R.H. Surface and Volumetric Backscattering Between 100 GHz and 1.6 THz// Proc. SPIE 9078, Passive and Active Millimeter-Wave Imaging XVII, 90780A (June 9, 2014) [Электронный ресурс]. URL: http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?articleid=1881359&resultClick=1 (дата обращения: 11.11.2015).