



Backscattering coefficient of plane surface of homogeneous solid medium

Yury Lomukhin
T.c. 8-914-636-29-84
Email: lom@pres.bsnet.ru

Содержание

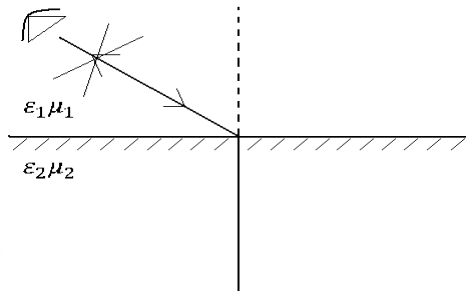


1. Введение.
2. Система собственных волн в граничащих средах.
3. Обратные волны и волны с отрицательным углом преломления в граничащих средах.
4. Коэффициент обратного рассеяния. Свойства обратного рассеяния.
5. Сравнение экспериментальных и расчетных данных.
6. Заключение.

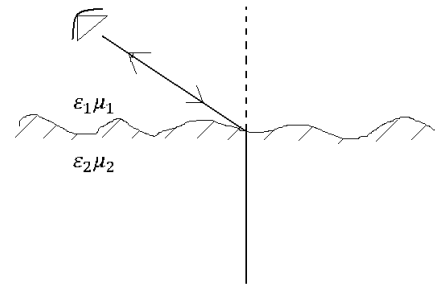
Введение



Принято считать:



Ровная граница. Нет обратного отражения



Неровная граница. Есть обратное отражение

Рис. 1

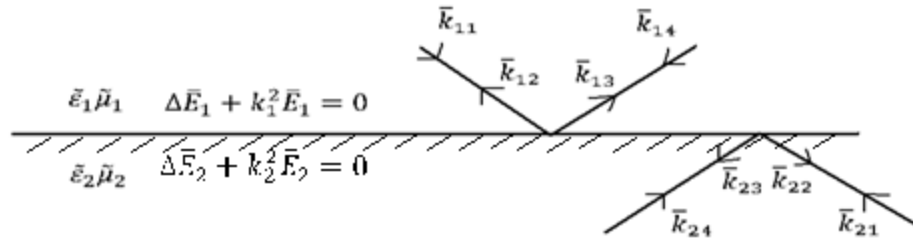
Однако это не так!

Покажем, что обратная волна возбуждается и в случае однородных сред, разделенных ровной плоской границей.

Используем следующие физические механизмы:

1. Сплошные однородные среды представляются системой диполей, образующихся в результате поляризации среды полем исходной (падающей волны).
2. Диполь излучает вторичное поле, которое распространяется как в направлении исходной волны, так и строго в противоположном направлении.
3. Первичные и переизлученные поля изменяются во времени по гармоническому закону: $e^{i\omega t}$

Система собственных волн в граничащих средах



- Решение уравнений (1) и (2) запишем в виде суперпозиции встречных волн падающих и отраженных в первой и второй средах:

$$\bar{E}_1 = \sum_{j=1}^4 \bar{E}_{1j} e^{i[\omega t - (\bar{k}_{1j} \bar{r})]}, \quad \bar{H}_1 = \frac{k_1}{\omega \mu_1} \sum_{j=1}^4 [\bar{S}_{1j} \bar{E}_{1j}] e^{i[\omega t - (\bar{k}_{1j} \bar{r})]}$$

$$\bar{E}_2 = \sum_{j=1}^4 \bar{E}_{2j} e^{i[\omega t - (\bar{k}_{2j} \bar{r})]}, \quad \bar{H}_2 = \frac{k_2}{\omega \mu_2} \sum_{j=1}^4 [\bar{S}_{2j} \bar{E}_{2j}] e^{i[\omega t - (\bar{k}_{2j} \bar{r})]}$$

- Здесь $\bar{k}_{11} = -\bar{k}_{12}$ $\bar{k}_{13} = -\bar{k}_{14}$ $\bar{k}_{21} = -\bar{k}_{22}$ $\bar{k}_{23} = -\bar{k}_{24}$

$$k_{11} = k_{12} = k_{13} = k_{14} = k_1 = \omega \sqrt{\tilde{\epsilon}_1 \tilde{\mu}_1} \quad k_{21} = k_{22} = k_{23} = k_{24} = k_2 = \omega \sqrt{\tilde{\epsilon}_2 \tilde{\mu}_2}$$

Ставим граничные условия

$$\bar{n} * \bar{E}_1 = \bar{n} * \bar{E}_2 \qquad \frac{\bar{n} * \bar{H}_1}{\mu_1} = \frac{\bar{n} * \bar{H}_2}{\mu_2}$$

Система собственных волн в граничащих средах



Из (2) и (3) следует, что структура поля в граничащих средах представляет собой суперпозицию следующих групп волн:

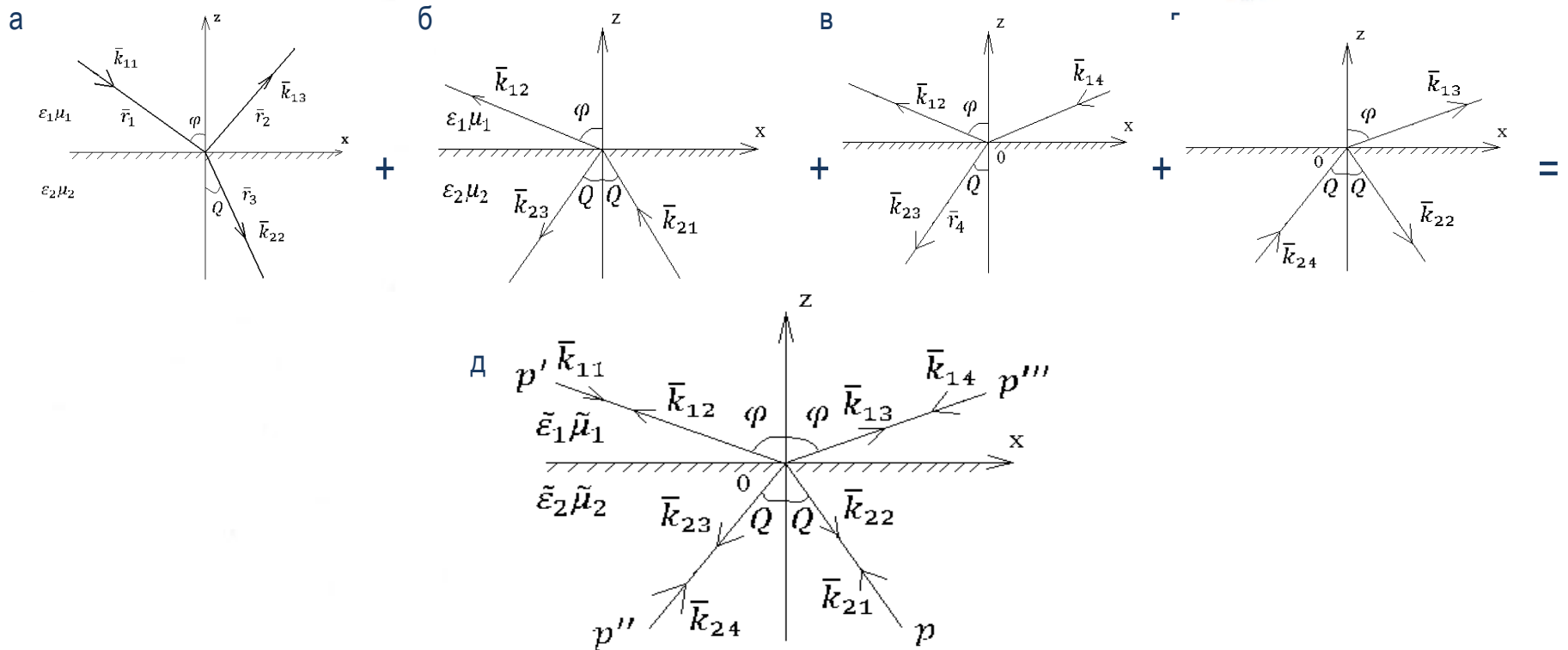


Рис. 3

Исходя из граничащих условий и представления, рис.3, известным образом определяется связь между амплитудами волн в системе, рис.3. Эта связь выражается, как известно, через коэффициенты Френеля:

$$V_{12}(\varphi), \quad T_{12} = 1 + V_{12}(\varphi)$$

Обратные волны и волны с отрицательным углом преломления



Как следует из рис. 3д в структуре собственных волн в граничащих средах имеются отраженные, преломленные и обращенные волны. Действительно, пусть в направлении точки p'_0 рис.3г, находится источник и точка наблюдения. Тогда исходная волна источника отражается по траектории $p'_0 p'''$ и преломляются по пути $p'_0 p$. При этом поле данной волны поляризует среды 1 и 2, тогда в них возбуждаются встречные волны. В результате в точку p' поступает обращенная волна, состоящая из двух компонентов:

$$\bar{E}_{\text{обп}}(p') = \bar{E}_0 e^{-2i[(k_{11}r_1)+(k_{14}r_2)]} V_{12}^2(\varphi) + \bar{E}_0 e^{-2i[(k_{11}r_1)+(k_{21}r_2)]} [1 - V_{12}^2(\varphi)]. \quad (4)$$

Это и есть обратная волна. Первое слагаемое – это излучение среды 1, второе – излучение среды 1 и 2.

В направлении точки p'' распространяются также две нормальные компоненты: $p - 0 - p''$, $p'' - 0 - p''' - 0 - p''$.

В результате уравнение волны с отрицательным углом преломления есть. Аналогичная волна упоминалась в [1-3]

$$\bar{E}_-(p'') = e^{-i[k_{11}r_1+k_{22}r_3+k_{21}r_3+k_{23}r_4]} V_{12}(\varphi) V_{21}(Q) \left[1 + e^{-i[k_{24}r_4+k_{13}r_2]} [1 - V_{12}^2(\varphi)] \right],$$

$$V_{21}(Q) = -V_{12}(\varphi)$$

Коэффициент обратного рассеяния



Учтем, что при $\varphi = 0$ в точку наряду с обратной волной приходит возмущение, отраженное от границы. Составим условие

$$\alpha \bar{E}_{\text{обр}}(\varphi = 0) = \bar{E}_{\text{обр}}(\varphi = 0) + e^{-2ik_{11}r_1} V_{12\perp}(0).$$

Тогда обратная волна с учетом ее значения при $\varphi = 0$ есть

$$\bar{E}_{\text{обр}} = \bar{E}_0 e^{-2ik_{11}r_1} \alpha \{ V_{12}^2(\varphi) e^{-2ik_{13}r_2} + [1 - V_{12}^2(\varphi)] e^{-2ik_{22}r_3} \},$$

$$\alpha = \frac{V_{21}(0)}{V_{12}^2(0) e^{-2ik_{13}h_2} + [1 - V_{12}^2(0)] e^{-2ik_{22}h_3}},$$

$$r_2 = h_2 / \cos \varphi ; r_3 = h_3 / \sqrt{1 - \left(\frac{k_1}{k_2}\right)^2 \sin^2 \varphi},$$

$$k_1 = \omega \sqrt{\tilde{\epsilon}_1 \tilde{\mu}_1}, \quad k_2 = \omega \sqrt{\tilde{\epsilon}_2 \tilde{\mu}_2}.$$

Коэффициент обратного рассеяния



В (5) и (6) неопределенными остались h_2 и h_3 . Выбирая в средах 1 и 2 объемы V_1 и V_2 записывая в них уравнения баланса энергии, получим уравнения для предельных значений глубин проникновения волн в первую и вторую среды. Из анализа этих трансцендентных уравнений можно получить приблизительную оценку глубин проникновения:

$$h_2 \approx \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\sqrt{\epsilon_1'}}{\epsilon_2''} 2 \ln^4 \sqrt{\epsilon_1'}, \quad h_3 \approx \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\sqrt{\epsilon_2'}}{\epsilon_2''} 2 \ln^4 \sqrt{\epsilon_2'}$$

Эти оценки практически совпадают с [7]

Введем коэффициент обратного рассеяния – аналог коэффициента обратного отражения Френеля.

$$\sigma^0(\varphi) = \frac{\bar{E}_{\text{обр}}(\varphi)}{\bar{E}_0 e^{-2ik_{11}r_1}}, \quad \sigma(\varphi) = 10 \lg \frac{\bar{E}_{\text{обр}} \bar{E}_{\text{обр}}^*}{(\bar{E}_0)^2}$$

Пусть источник и точка наблюдения совмещены в точке p' . Тогда используя (6) и соответствующую функцию Грина, по формуле Стреттона – Чу [5] определяем поле в точке p' рассеянное границей раздела сред. При условии узкой диаграммы направленности источника (радар), поле обратной волны, принятое радаром с достаточной для практики точностью равно (6), умноженному на $\cos \varphi$ в случае ТМ – волн и на $\cos^2 \varphi$ в случае ТЕ – поляризации, φ - угол облучения поверхности радаром.

Коэффициент обратного рассеяния



Если первая среда такова, что $Im \xi_1 = 0$ и $Re \xi_1 = 1$, $\mu_1 = \mu_2 = 1$ в ней не возбуждается встречная волна. Тогда коэффициенты обратного рассеяния будут:

В случае ТМ – поляризации

$$\sigma_{\perp}(\varphi) = \left(1 + \frac{V_{12}(0)_{\perp} e^{2ik_2 h_3}}{[1 - V_{12}^2(0)_{\perp}]}\right) [1 - V_{12}^2(\varphi)_{\perp}] e^{-2ir_3(k_2 - k_1)} \cos^2 \varphi \quad (7)$$

В случае ТЕ – поляризации

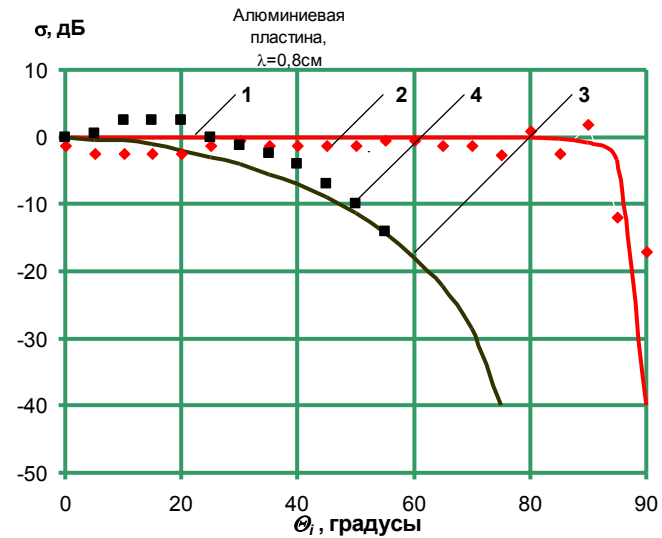
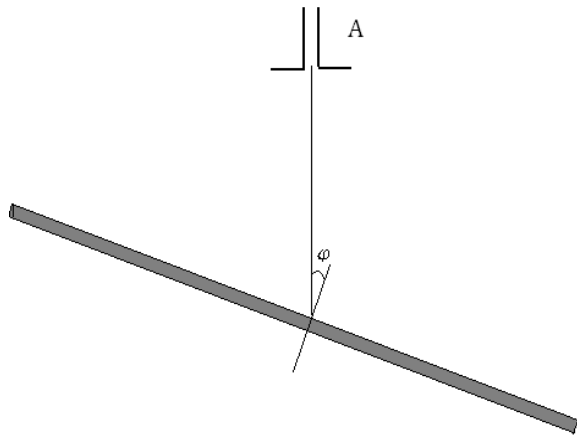
$$\sigma_{\parallel}(\varphi) = \left(1 - \frac{V_{12}(0)_{\parallel} e^{2ik_2 h_3}}{[1 - V_{12}^2(0)_{\parallel}]}\right) [1 - V_{12}^2(\varphi)_{\parallel}] e^{-2ir_3(k_2 - k_1)} \cos \varphi \quad (8)$$

Если граница неровная, то согласно [4], нужно коэффициенты Френеля в (6) умножить на $e^{-2k_1^2 \Delta^2 \cos^2 \varphi}$, Δ -ско неровностей.

Сравнение расчетных и экспериментальных данных

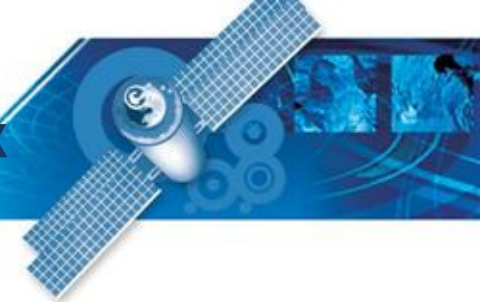


Коэффициента обратного рассеяния от гладкой алюминиевой поверхности

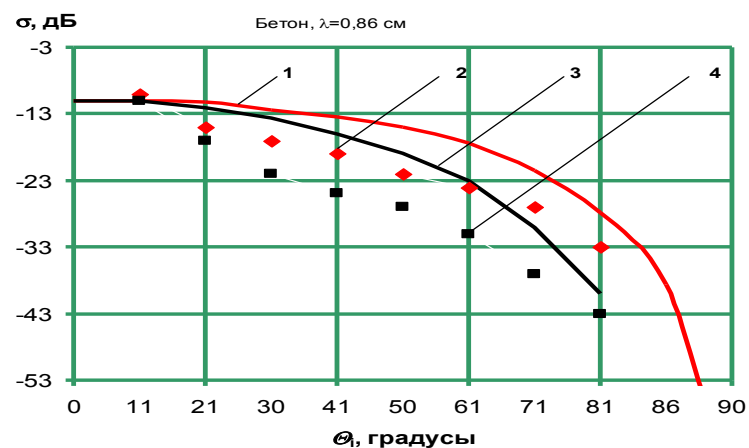
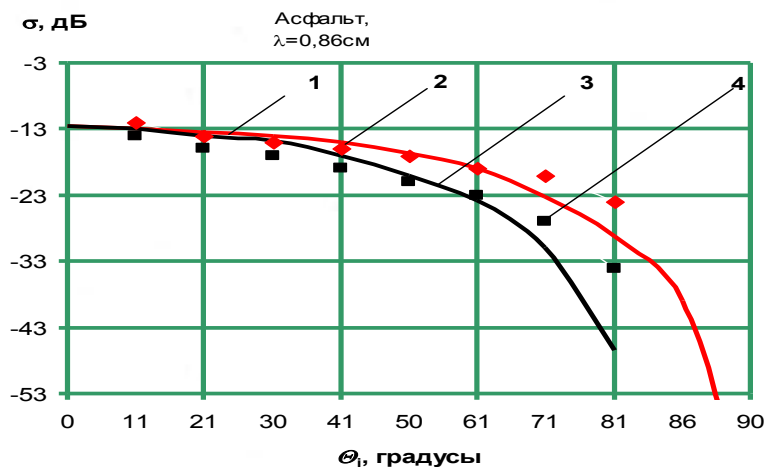


Зависимость коэффициента обратного рассеяния от угла падения, а – схема эксперимента, б – расчетные по формулам (7) , (8) и измеренные данные :1,2 – случай ТМ поляризации, 3,4 – ТЕ поляризации, $f=34,6$ ГГц.

Сравнение расчетных и экспериментальных данных



Зависимость коэффициента обратного рассеяния асфальта ($\varepsilon_2 = 2,5 - i0,6$) и бетона ($\varepsilon_2 = 55 - i0,5$)



Зависимость теоретических по формулам (7),(8), и экспериментальных [6] значений коэффициента обратного рассеяния асфальта (а) и бетона(б) , $f=34,6$ Гц.

Заключение



1. Используя обобщенную систему собственных волн в граничащих средах, показана возможность возбуждения обратных волн в форме обращенных.
2. Обращенные волны существуют как при ровной, так и при неровной границе раздела сред. Поэтому причиной возбуждения обратных волн являются не неровности границы, а возбуждение обращенных волн.
3. Неровности границы оказывают влияние на коэффициент обратного рассеяния, причем при нормальном падении меньше, чем при углах падения больших нуля.
4. Предельная величина погружения поля в граничащие среды определяются длиной волны и электрофизическими параметрами сред и совпадает с толщиной скин-слоя.
5. Физической причиной возбуждения встречных и обращенных волн в однородных средах является поляризация данных сред. Поэтому в средах с встречные волны не возбуждаются.

Литература



1. Веселаго В.Г. УФН92 517 (1967) [Veselago V.G.Sov. Phys.Usp. 10. 509 (1968)].
2. Мандельштам Л.И. Полное собрание трудов. Т.5.(М.: Изд-во АН СССР, 1947) с 334.
3. Smith D.R. et al. Phys. Rev. Lett.84,4184(2000).
4. Басс Ф.Г., Фукс И.М. Рассеяние волн на статически неровной поверхности. Изд-во «Наука» М.: 1972 г. с. – 191.
5. А.А. Семенов. Теория электромагнитных волн. Изд-во МГУ 1968 г. с. 62.
6. Подосенов С.А., Потапов А.А., Соколов А.А. Импульсная электродинамика широкополосных радиосистем и поля связанных структур. Изд-во «Радиотехника». М.: 2003 г. с. – 173.
7. Вязмитинов И.А., Мирошниченко Е.И., Сытник О.В. Результаты исследования ослабления электромагнитных волн оптически непрозрачными преградами// Радиофизика и электроника Т.12., №2. 2007, с 426-434.