Для такой задачи была разработана программа для ЭВМ. Время вычисления интеграла (1) по этой программе в 10000 точках на ЭВМ ЕС-1060 не превышает трех минут практически для любых размеров излучающей апертуры. Кроме того, эффективно используется память ЭВМ, так как необходимо хранить только массивы информации об искомом поле.

ЛИТЕРАТУРА

1. Виноградова М. Б., Руденко О В., Сухоруков А. Н. Теория волн.— М.: Наука, 1979 — 250 С.
2. Hansen R. S., Bailin L. L.— IRE Trans. Ant. Propag., 1959, AP-7, p. 5458.
3. Беляев Б. Г. — Труды Моск. энергетич. ин-та, 1976, вып. 301, 120 С.
4. Крылов И. В., Кругликова Л Г. Справочная книга по численному гармоническому анализу, Минск, Наука и техника, 1968.— 64 С.

Поступила в редакцию
4 июля 1983 г.

УДК 538 574

АНОМАЛИИ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ НА КРУПНОМАСШТАБНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ

А. Н. Малахов, А. И. Саичев, Е. Г. Щемелев

1. Как известно, обратное рассеяние электромагнитных и акустических волн используют в методах бесконтактного зондирования (см., например, [1]). Обычно за рассеяние назад ответственны мелкомасштабные неоднородности [2, 3], характерный масштаб которых $l \ll \lambda$ — длины волны зондирующего излучения. Поэтому вопросу рассеяния назад на крупномасштабных неоднородностях ($l > \lambda$) уделялось мало внимания. Исследовались лишь эффекты увеличения и уменьшения интенсивности обратного рассеяния при наличии крупномасштабных неоднородностей (на них происходит рассеяние только вперед), когда рассеяние назад обеспечивали какие-либо иные объекты [4, 5]. В данной работе описан эффект аномального, в сравнении со случаем обратного рассеяния на мелкомасштабных неоднородностях, роста мощности принимаемого антенной сигнала с увеличением раскрыва приемной антенны, когда обратное рассеяние происходит на статистически изотропных крупномасштабных неоднородностях. Этот эффект может привести к нарушению малоуглового приближения даже при узкой диаграмме направленности приемной антенны.

2. Рассмотрим, для определенности, обратное рассеяние скалярной, монохроматической плоской волны $U_0(\boldsymbol{r}) = \exp[ik(\boldsymbol{nr})]$ на случайно-неоднородном слое толщиной ΔL, где $\boldsymbol{n}$ — единичный вектор, нормальный к случайно-неоднородному слою, k — волновое число. Пусть приемная антенна расположена в начале координат на растоянии L от рассеивающего слоя, флуктуации диэлектрической проницаемости которого статистически изотропны, и выполнено условие дифракции Фраунгофера: $L/kd > d$, l, где d — размер апертуры антенны. Тогда средняя мощность принимаемого антенной обратно рассеянного сигнала равна:

$$\langle I \rangle = k^4 \pi \Delta L \int\limits_0^{\pi/2} D^2(\operatorname{tg}\alpha)\, \Phi_\varepsilon\left(k\sqrt{2+2\cos\alpha}\right) \operatorname{tg}\alpha \, d\operatorname{tg}\alpha. \tag{1}$$

Здесь $D(\operatorname{tg}\alpha)$ описывает зависимость диаграммы направленности приемной антенны от угла α, отсчитываемого от оси антенны (ось антенны направлена перпендикулярно рассеивающему слою), $\Phi_\varepsilon(\varkappa)$ — спектральная плотность статистически изотропных флуктуаций диэлектрической проницаемости рассеивающего слоя. При выводе (1) мы пренебрегли (обычно несущественным) различием расстояний от антенны до разных областей рассеивающего слоя, дающих вклад в принимаемый сигнал

Перейдя в (1) к новой переменной интегрирования $x = \operatorname{tg}^2\alpha$, получим окончательно

$$\langle I \rangle = k^4 \pi \Delta L \int\limits_0^{\infty} D^2(\sqrt{x})\, \Phi_\varepsilon\left(k\sqrt{2+\frac{2}{\sqrt{1+x}}}\right) dx. \tag{2}$$

3. Исследуем основные качественные особенности обратного рассеяния на крупномасштабных неоднородностях, используя для простоты гауссову аппроксимацию диаграммы антенны и спектра неоднородностей:

$$D(\operatorname{tg}\alpha) = D(0)\exp[-(kd\operatorname{tg}\alpha)^2], \quad \Phi_\varepsilon(\varkappa) = \Phi_\varepsilon(0)\exp[-2(\varkappa l)^2]. \tag{3}$$

При этом (2) перейдет в

$$\langle I\rangle = k^4\pi\Delta LD(0)\,\Phi_\varepsilon(2k)\int\limits_0^\infty \exp\left\{-\frac{2}{\theta_0^2}\left[x+2\gamma^2\left(\frac{1}{\sqrt{1+x}}-1\right)\right]\right\}dx, \qquad (4)$$

где $\gamma = l/d$, $\theta_0 = 1/kd$ — ширина диаграммы направленности антенны.

Вклад рассеянного излучения в мощность принимаемого сигнала качественно различен при $\gamma<1$ и $\gamma>1$. При $\gamma<1$ подынтегральное выражение в (4) монотонно спадает с ростом x. Это значит, что наибольший вклад в принимаемый сигнал дает рассеяние строго назад, следовательно, можно пользоваться малоугловым приближением (раскладывать в (1) $\operatorname{tg}\alpha$ и $\cos\alpha$ по степеням малого α). Использование малоуглового приближения позволяет вычислить интеграл (1) с учетом (3):

$$\langle I\rangle = k^4\pi\Delta LD(0)\,\theta_0^2\,\Phi_\varepsilon(2k)/2(1-\gamma^2). \qquad (5)$$

Сравнивая (5) с выражением для интенсивности рассеянного сигнала на мелкомасштабных неоднородностях, где $\langle I\rangle \sim \theta_0^2$, нетрудно заметить, что интенсивность (мощность) рассеяния на крупномасштабных неоднородностях растет быстрее с увеличением θ_0, чем в случае мелкомасштабных неоднородностей. Это связано с тем, что при рассеянии на крупномасштабных неоднородностях увеличение $\langle I\rangle$ с ростом θ_0 обусловлено не только увеличением рассеивающего объема, облучаемого антенной, как при рассеянии на мелкомасштабных неоднородностях, но и усилением интенсивности рассеяния с ростом угла α

4. Рассмотрим теперь ситуацию, когда $\gamma>1$. Здесь величину интеграла (4) определяют значения x около точки максимума функции $f(x) = -x - 2\gamma^2((1+x)^{-1/2}-1)$. Разложим $f(x)$ в ряд Тейлора около точки максимума x^* и учтем только квадратичные члены разложения:

$$f(x) = f(x^*) + \frac{1}{2}f''_{xx}\Big|_{x=x^*}(x-x^*)^2, \qquad (6)$$

где $x^* = \gamma^{4/3}-1$, $f(x^*) = 2\gamma^2 - 3\gamma^{4/3}+1$, $f''_{xx}\Big|_{x=x^*} = -\dfrac{3}{2}\gamma^{-4/3}$. Отметим, что угол, с которого будет приниматься максимальный рассеянный сигнал, $\alpha^* = \operatorname{arctg}\sqrt{x^*}$. Подставляя (6) в (4), будем иметь

$$\langle I\rangle = \frac{2k^4\pi\sqrt{\pi}}{\sqrt{3}}\,\Delta LD(0)\,\Phi_\varepsilon(2k)\,\theta_0\gamma^{2/3}\exp\left\{\frac{2}{\theta_0^2}(2\gamma^2-3\gamma^{4/3}+1)\right\}. \qquad (7)$$

Естественно, что подобным приближением можно пользоваться, когда $x^* \gg \theta_0\gamma^{2/3}$, только при таком условии справедливо (7). Как и в предыдущем случае, $\gamma<1$, средняя мощность принимаемого сигнала растет здесь, при увеличении θ_0, быстрее, чем θ_0^2. Подчеркнем, что рассеяние при $\gamma>1$ качественно отличается от случая $\gamma<1$ тем, что при $\gamma>1$ основной вклад в принимаемый антенной сигнал определяется рассеянием с направления, где $\alpha^* = \sqrt{\gamma^{4/3}-1}$. Этот эффект может быть использован для зондирования характерных размеров рассеивающих крупномасштабных неоднородностей одинаково ориентированными разнесенными приемной и передающей антеннами. В этом случае при разнесении антенн на расстояние $\rho\sim\alpha^* L$ должен наблюдаться максимум принимаемой мощности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Ч. I. — М.: Мир, 1981.
2. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. — М.: Наука, 1967.
3. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. — М.: Наука, 1978.
4. Виноградов А. Г., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1973, **16**, № 7, с. 1064.
5. Тамойкин В. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, **23**, № 3, с. 380.

Горьковский государственный университет

Поступила в редакцию 4 ноября 1983 г.