

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ ПО ВЫСШЕМУ ОБРАЗОВАНИЮ

Известия высших учебных заведений

РАДИОФИЗИКА

ежемесячный научно-технический журнал

Издается с апреля 1958 г.

Том XL N 7

Нижний Новгород

1997

С о д е р ж а н и е

- Богод В. М., Гребинский А. С.** Корреляционные методы формирования изображений для многоэлементных радиотелескопов 801
- Алексеев В. А., Дементьев А. Ф., Князев Н. А., Липатов Б. Н.** Радиоинтерферометрическое определение пространственно-временных параметров излучения пульсаров 817
- Кисляков А. Г.** Температурное разрешение микроволновых радиометров 824
- Афраймович Э. Л., Паламарчук К. С.** Круглосуточные измерения поглощения и движений в нижней атмосфере при разнесённом приёме сигналов ДВ-радиовещательных станций 836
- Белянцев А. Е., Дворяковский В. П., Файнштейн С. М., Чернова Е. А.** Генерация альвеновских и магнитозвуковых волн при развитии ВЧ и параметрической неустойчивости в потоке ионизированного газа в плоском волноводе 845
- Лапин В. Г.** Двойное вынужденное рассеяние Мандельштама-Бриллюэна электромагнитных волн произвольной поляризации в изотропной плазме 851
- Исмагилов Ф. М., Исмагилова Ф. М.** Эффект усиления при зеркальном рассеянии на одиночном рассеивателе вблизи идеально отражающей поверхности 860
- Заборонкова Т. М.** О параметрическом взаимодействии поверхностных волн, направляемых плазменным слоем 870
- Тютин В. В.** Солитоны огибающей в уравнении третьего приближения теории дисперсии нелинейных волн 877

УДК 533.9

ЭФФЕКТ УСИЛЕНИЯ ПРИ ЗЕРКАЛЬНОМ РАССЕЯНИИ НА ОДИНОЧНОМ РАССЕИВАТЕЛЕ ВБЛИЗИ ИДЕАЛЬНО ОТРАЖАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

Ф. М. Исмагилов, Ф. М. Исмагилова

В дипольном приближении рассмотрено рассеяние электромагнитных волн на одиночном рассеивателе, расположенном случайным образом вблизи идеально отражающей поверхности, с учётом бесконечной кратности рассеяния. Показано, что наличие переотражённых волн приводит к увеличению сечения рассеяния и подавлению эффекта усиления при зеркальном рассеянии p -поляризованной волны по сравнению с s -поляризованной.

При прохождении волн через случайно-неоднородную среду возникают различные флуктуационные эффекты, которые приводят к деградации падающего излучения: происходит расплывание исходного пучка, падает его когерентность и уменьшается интенсивность. В связи с этим в последнее время большой интерес привлекает к себе явление усиления обратного рассеяния (УОР) [1–6]. В работах [7–9] показано, что в основе этого эффекта лежит интерференция двух волн, распространяющихся вдоль одного и того же оптического пути в двух противоположных направлениях. Когда положение приёмника O' совпадает с положением источника O , поля $u' = u(O \rightarrow S_1 \rightarrow S_2 \rightarrow \dots \rightarrow S_N \rightarrow O')$ и $u'' = u(O \rightarrow S_N \rightarrow \dots \rightarrow S_2 \rightarrow S_1 \rightarrow O')$, рассеянные одними и теми же частицами S_k в прямом и обратном направлении, становятся когерентными: $u' = u''$ (когерентные каналы Уотсона, ответственные за эффект обратного рассеяния, приведены на рис. 1). При удалении приёмника O' от источника O ($O' \neq O$) поля u' и u'' теряют свою когерентность. Статистическое усреднение по положению рассеивателей S_k приводит к эффекту УОР.

Таким образом, здесь мы сталкиваемся с новым классом флуктуационных явлений, когда случайное положение рассеивателей приводит к концентрации рассеянного поля в определённом направлении. В работе [10] рассмотрен другой эффект из этого класса — эффект усиления “вперёд” на системе хаотически расположенных частиц, в основе которого лежит когерентность полей, рассеянных вдоль одной и той же циклической цепочки рассеивателей.

Рассмотрим диаграмму $N+1$ -кратности рассеяния: $O \rightarrow S_1 \rightarrow S_2 \rightarrow \dots \rightarrow S_N \rightarrow S_1 \rightarrow O'$, в которой первый и последний акты рассеяния

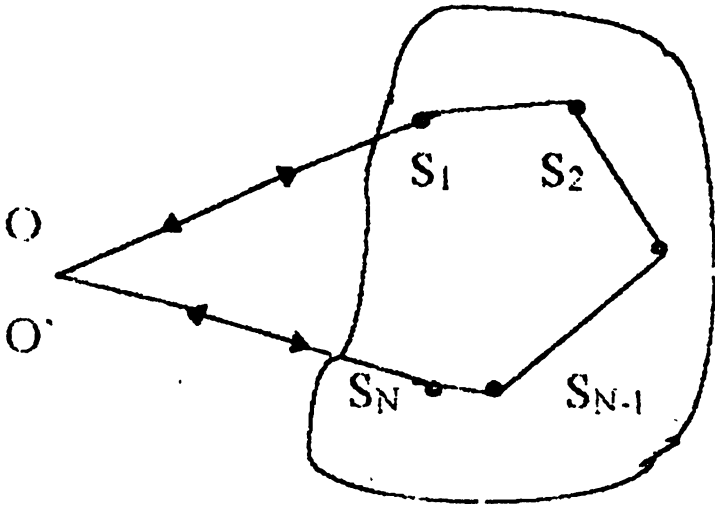


Рис. 1.

происходят на частице S_1 (когерентные каналы, ответственные за эффект усиления “вперёд” на системе хаотически расположенных рассеивателей, приведены на рис. 2). Эта диаграмма имеет партнёра — диаграмму $O \rightarrow S_2 \rightarrow \dots \rightarrow S_N \rightarrow S_1 \rightarrow S_2 \rightarrow O'$, проходящую через ту же цепочку частиц в том же порядке, с той лишь разницей, что первый и последний акт рассеяния происходят на частице S_2 .

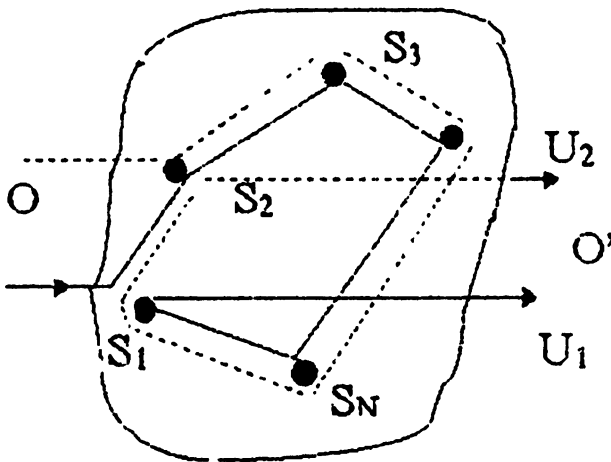


Рис. 2.

Когда расстояние от рассеивателей до источника O (R_O) и до приёмника O' ($R_{O'}$) достаточно велико: $R_O, R_{O'} \gg L$, $R_O, R_{O'} \gg \lambda$ (где L — диаметр облака рассеивателей, λ — длина волны), поля до и после рассеяния можно

считать плоскими. Если приёмник O' расположен в направлении падающего поля (рассеяние "вперёд"), то поля $u_1 = u(O \rightarrow S_1 \rightarrow S_2 \rightarrow \dots \rightarrow S_N \rightarrow S_1 \rightarrow O')$ и $u_2 = u(O \rightarrow S_2 \rightarrow \dots \rightarrow S_N \rightarrow S_1 \rightarrow S_2 \rightarrow O')$, отвечающие рассмотренным диаграммам рассеяния, становятся когерентными ($u_1 = u_2$) при любом положении рассеивателей S_k . Цепочка из N различных рассеивателей содержит $N(N-1)/2$ таких когерентных партнёров. При удалении приёмника от направления падающей волны поля u_1 и u_2 теряют свою когерентность: $u_1 \neq u_2$. Усреднение по положению рассеивателей приводит к усилению интенсивности рассеянного поля в направлении "вперёд".

Это явление наблюдается даже при рассеянии на одном рассеивателе, расположенном вблизи границы раздела двух сред. Эта задача была рассмотрена в [11] в приближении однократного рассеяния. От источника O волна поступает к рассеивателю S по двум каналам: непосредственно (1) и через отражение от границы раздела (2) (рис. 3). Точно так же имеется два канала $1'$ и $2'$, по которым однократно рассеянное поле поступает в точку наблюдения O' . Когда приёмник расположен в направлении зеркального рассеяния (угол рассеяния φ совпадает с углом падения θ : $\theta = \varphi$), пути (12') и (21') оказываются одинаковыми, а соответствующие им поля становятся когерентными: $u(12') = u(21')$. Последнее равенство сохраняется при любом положении рассеивателя S . Усреднение по положению рассеивателя S приводит к эффекту усиления в направлении зеркального рассеяния.

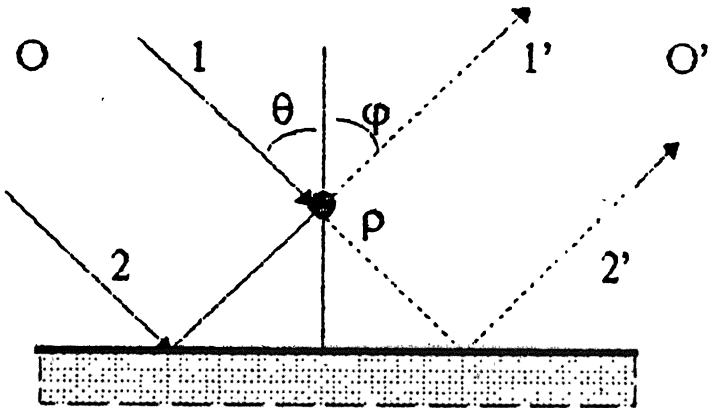


Рис. 3.

При приближении частицы к границе раздела влияния волн более высокой кратности рассеяния (переотражённых волн, т.е. волн, рассеянных частицей и падающих на границу, далее отражённых этой границей и

вновь падающих на частицу) значительно возрастает, что приводит к изменению соотношений, полученных в [11]. В данной работе мы рассмотрим эту проблему в дипольном приближении с учётом бесконечной кратности рассеяния.

Пусть одиночный рассеиватель расположен в точке $\vec{r}_0 = (0, 0, \rho)$ на расстоянии ρ от идеально отражающей поверхности. Начало системы координат поместим на поверхность, а ось Oz направим вдоль нормали к этой поверхности так, чтобы она проходила через рассеиватель (рис. 4).

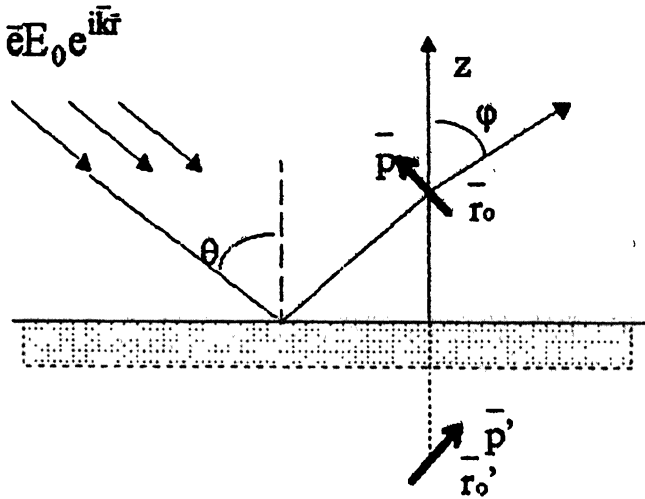


Рис. 4.

Предположим далее, что от источника на частицу падает плоская монохроматическая волна, поляризованная вдоль единичного вектора \vec{e} : $\vec{E}_{\text{inc}} = \vec{e} \vec{E}_0 \exp(i\vec{k}\vec{r})$, где $\vec{k} = (k \sin \theta, 0, -k \cos \theta)$ — волновой вектор. Возможны два вида поляризации падающей волны по отношению к плоскости падения Oxz :

1) s -поляризация — вектор поляризации \vec{e} перпендикулярен плоскости падения: $\vec{e}_s = (0, 1, 0)$,

2) p -поляризация — вектор поляризации лежит в плоскости падения: $\vec{e}_p = (\cos \theta, 0, \sin \theta)$.

Пусть α — поляризуемость частицы. Дипольный момент, индуцированный на рассеивателе, состоит из трёх частей:

$$\vec{p} = (p_x, p_y, p_z) = \alpha \vec{E}_{\text{inc}} + \alpha \vec{E}_r + \alpha \vec{E}_p, \quad (1)$$

где \vec{E}_{inc} — исходная падающая волна, \vec{E}_r — исходная волна, отражённая границей, $\vec{E}_p = \hat{g} \vec{p}'$ — многократно переотражённая волна. Тензорная функция Грина \hat{g} описывает поле в месте расположения диполя \vec{p}' (точка

\vec{r}'_o), создаваемое его зеркальным изображением $\vec{p}' = (-p_x, -p_y, p_z)$, расположенным в точке $\vec{r}'_o = (0, 0, -\rho)$ [12]:

$$\hat{g}\vec{p}' = \gamma\vec{p}' + \beta\vec{e}_z(\vec{e}_z, \vec{p}'), \quad (2)$$

где $\vec{e}_z = (0, 0, 1)$, $\gamma = [k^2/2\rho + ik/(2\rho)^2 - 1/(2\rho)^3] \exp(2ik\rho)$, $\beta = [-k^2/2\rho + 3ik/(2\rho)^2 + 3/(2\rho)^3] \exp(2ik\rho)$.

Уравнение (1) позволяет найти дипольный момент \vec{p} с учётом бесконечной кратности рассеяния:

$$\vec{p} = \alpha\xi\{\vec{E}_{\text{inc}} + \vec{E}_r + \phi\vec{e}_z(\vec{e}_z, (\vec{E}_{\text{inc}} + \vec{E}_r))\}, \quad (3)$$

где $\xi = (1 + \alpha\gamma)^{-1}$, $\phi = \alpha(\beta + 2\gamma)(1 - \alpha\beta - \alpha\gamma)^{-1}$. Формулу (3) можно представить в виде

$$\vec{p} = \alpha_{\text{eff}}(\vec{E}_{\text{inc}} + \vec{E}_r) + \alpha_{\text{eff}}^z\vec{e}_z(\vec{e}_z, (\vec{E}_{\text{inc}} + \vec{E}_r)), \quad (4)$$

откуда видно, что переотражённые волны привели к “эффektivному” изменению поляризуемости $\alpha_{\text{eff}} = \alpha\xi$ и дополнительному изменению z -компоненты с $\alpha_{\text{eff}}^z = \alpha\xi\phi$.

Разлагая (3) в ряд по $|\alpha\gamma|$ и по $|\alpha\beta|$, получим выражение для индуцированного дипольного момента по степеням кратности рассеяния. Случай $|\alpha\gamma| = |\alpha\beta| = 0$ ($\xi = 1, \phi = 0$) соответствует отсутствию переотражённых волн.

Зная индуцированный дипольный момент (3) и законы отражения плоской волны от идеально отражающей поверхности [12], нетрудно найти напряжённости рассеянного поля в удалённой точке $\vec{r} = r\vec{n} = r(\sin\varphi, 0, \cos\varphi)$ ($r \gg \rho, r \gg \lambda$):

$$\begin{aligned} \vec{E}_s &= 2\vec{e}_s\alpha\xi(k^2/r)E_0e^{ikr}\{\cos(\beta^+k\rho) - \cos(\beta^-k\rho)\}, \\ \vec{E}_p &= 2\alpha\xi(k^2/r)E_0e^{ikr}\{[\vec{n} \times [\vec{e}_p \times \vec{n}]]\cos(\beta^+k\rho) + [\vec{n} \times [\vec{e}'_p \times \vec{n}]]\cos(\beta^-k\rho) + \\ &+ \phi[\vec{n} \times [\vec{e}_z \times \vec{n}]]((\vec{e}_p, \vec{e}_z)\cos(\beta^+k\rho) + (\vec{e}'_p, \vec{e}_z)\cos(\beta^-k\rho))\}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\beta^\pm = \cos\theta \pm \cos\varphi$, $\vec{e}'_p = (\cos\theta, 0, -\sin\theta)$ — вектор поляризации падающего поля после отражения от границы.

Из формул (5) видно, что к деполяризации, т.е. переходу одной поляризации в другую, учёт переотражённых волн не приводит. Найдём сечение рассеяния $\sigma = |\vec{E}|^2r^2/E_0^2$:

$$\begin{aligned} \sigma_s &= 2\sigma_0|\xi|^2\{2 + \cos(2\beta^+k\rho) + \cos(2\beta^-k\rho) + \\ &+ 2\cos((\beta^+ + \beta^-)k\rho) + 2\cos((\beta^+ - \beta^-)k\rho)\}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \sigma_p &= 2\sigma_0|\xi|^2\{|C_+|^2(1 + \cos(2\beta^+k\rho)) + |C_-|^2(1 + \cos(2\beta^-k\rho)) - \\ &- 2\text{Re}(C_+ \cdot C_-)(\cos(\beta^+ + \beta^-)k\rho + \cos(\beta^+ - \beta^-)k\rho)\}, \end{aligned}$$

где $C_+ = (1 + \phi/2) \cos(\theta + \varphi) - (\phi/2) \cos(\theta - \varphi)$, $C_- = (\phi/2) \cos(\theta + \varphi) - (1 + \phi/2) \cos(\theta - \varphi)$, $\sigma_0 = \alpha^2 k^4$ — сечение рассеяния на одной частице.

Предположим, что рассеиватель S имеет случайное положение в некоторой области V_s , охватывающей достаточно много интерференционных полос первичного поля. Из всех максимумов функции $\cos(\beta k \rho)$: $\beta_{\max}^{(n)} = n(\pi/k\rho)$ ($n = 0, 1, 2, \dots$), с изменением ρ только один не меняет своего положения — $\beta_{(0)} = 0$, $\cos(\beta_{(0)} k \rho) = 1$. Поэтому при достаточно широком диапазоне изменения ρ в результате статистического усреднения по положению рассеивателя функция $F(\beta) = \langle \cos(\beta k \rho) \rangle$ практически исчезает вне узкого интервала $\Delta\beta = 1/(k\rho) \ll 1$, достигая своего максимального значения $F(\beta) = 1$ при $\beta = 0$.

На рис. 5 схематически представлено поведение нормированных сечений рассеяния $\bar{\sigma}(\varphi) = \sigma(\varphi)/4\sigma_0$, усреднённых по положению рассеивателя при двух значениях угла падения θ : 30° и 60° . Из рис. 5 видно, что при любой поляризации первичного поля наблюдаются два пика шириной $\Delta\varphi = (k\rho \sin \theta)^{-1}$, соответствующие зеркальному ($\varphi = \theta$) и антизеркальному ($\varphi = -\theta$) направлениям рассеяния.

Эффект усиления проявляется в том, что сечение рассеяния в направлении зеркального рассеяния

$$\sigma_s^{\text{mir}} = \sigma_s^{\text{sep}} + 2|\xi|^2 \sigma_0, \quad \sigma_p^{\text{mir}} = \sigma_p^{\text{sep}} + 2|1 - \phi \sin^2 \theta|^2 |\xi|^2 \sigma_0 \quad (7a)$$

больше сечения фонового рассеяния (в направлении “почти зеркального рассеяния”)

$$\sigma_s^{\text{bg}} = 4|\xi|^2 \sigma_0, \quad \sigma_p^{\text{bg}} = 2|\xi|^2 \sigma_0 \{ |(1 + \phi/2) \cos 2\theta - \phi/2|^2 + |1 - \phi \sin^2 \theta|^2 \}, \quad (7b)$$

когда угол рассеяния удалён от $\varphi = \theta$ на расстояние $\Delta\varphi = (k\rho \sin \theta)^{-1}$.

Заметим, что кроме указанных пиков при $\varphi = \pm\theta$ наблюдаются пики при $\varphi = \pm\pi/2$. Их появление обусловлено опять-таки когерентностью полей $12'$ и $21'$ (рис. 3) при скользящем рассеянии и отображается слагаемым $\cos(\beta^+ - \beta^-)k\rho$ в соотношениях (6).

Хотя проблема решена с учётом бесконечной кратности рассеяния, надо иметь в виду, что в рамках дипольного приближения размер d частицы должен быть достаточно малым: $d \ll \rho$, $d \ll \lambda$. В силу этого параметры $\alpha\beta$ и $\alpha\gamma$ малы: $|\alpha\beta| \ll 1$, $|\alpha\gamma| \ll 1$, поэтому влияние переотражённых волн будет не очень большим.

Из соотношений (7) видно, что при s -поляризации первичного поля эффективное поперечное сечение зеркального рассеяния малого объекта, расположенного вблизи идеально отражающей поверхности, в среднем в 1,5 раза больше, чем при незеркальном рассеянии.

Для получения численных оценок рассмотрим два предельных случая: а) $\langle \rho \rangle \gg \lambda$, б) $\langle \rho \rangle \ll \lambda$.

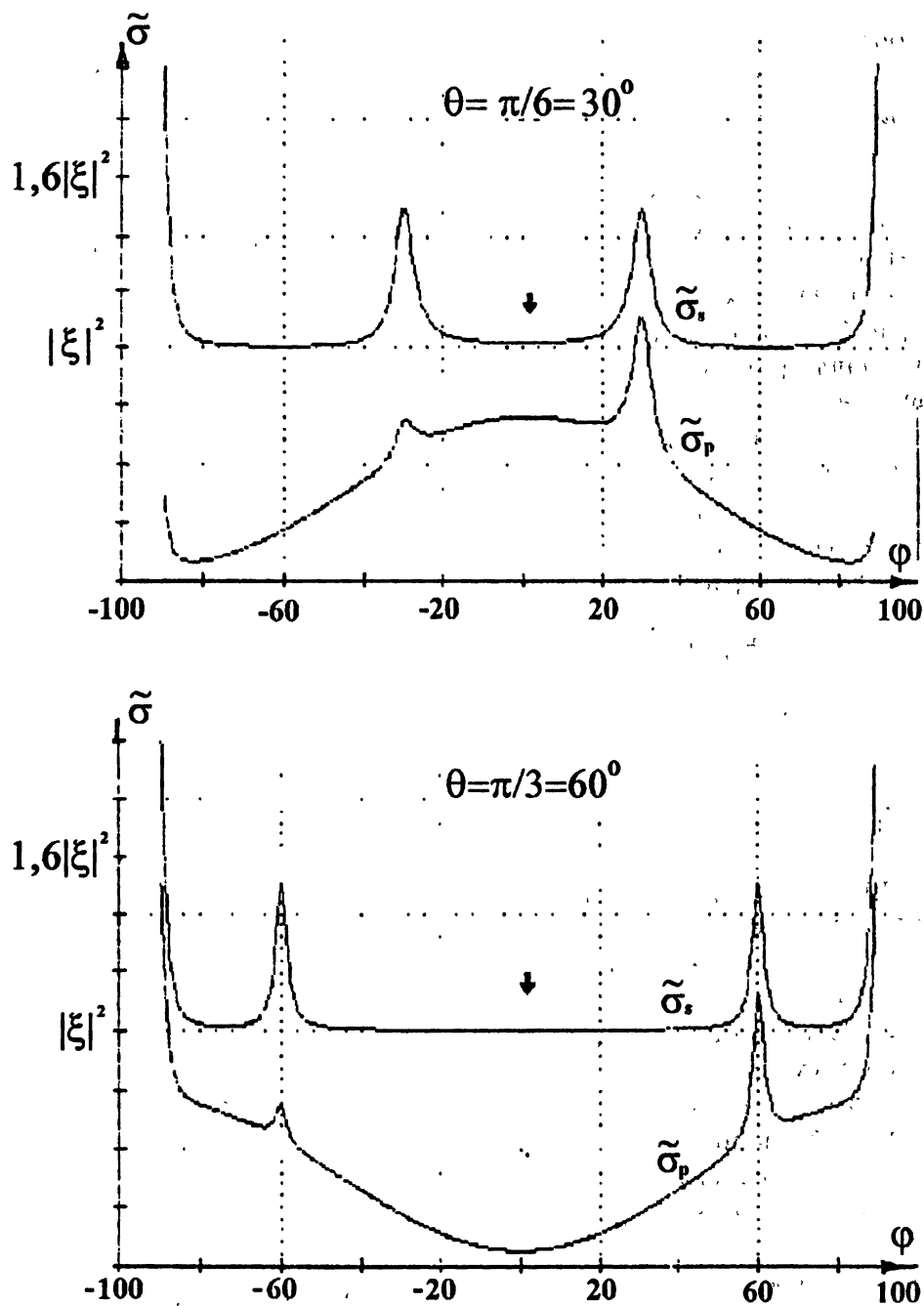


Рис. 5.

Если частица удалена от границы на большое расстояние ($\langle \rho \rangle \gg \lambda$), переотражёнными волнами можно пренебречь: $\xi = 1$, $\phi = 0$, и формулы (7) принимают вид

$$\begin{aligned} \sigma_s^{\text{mir}} &= \sigma_s^{\text{bg}} + 2\sigma_0, & \sigma_s^{\text{bg}} &= 4\sigma_0, \\ \sigma_p^{\text{mir}} &= \sigma_p^{\text{bg}} + 2|\xi|^2\sigma_0, & \sigma_p^{\text{bg}} &= 2(1 + \cos^2 2\theta)\sigma_0. \end{aligned} \quad (8)$$

Из соотношений (8) видно, что в приближении однократно рассеянного поля величина усиления не зависит от поляризации первичного поля:

$$\Delta\sigma = \Delta\sigma_s = \Delta\sigma_p = \sigma_s^{\text{mir}} - \sigma_s^{\text{bg}} = \sigma_p^{\text{mir}} - \sigma_p^{\text{bg}} = 2\sigma_0$$

и в два раза превышает сечение рассеяния одиночной частицы σ_0 . Сечение фонового рассеяния в s -поляризованном канале в четыре раза превышает сечение рассеяния одиночной частицы, что соответствует некогерентному суммированию четырёх каналов рассеяния: (11'), (12'), (21'), (22'), рассмотренных ранее. В p -поляризованном канале фоновое рассеяние подавлено: $\sigma_p^{\text{bg}} < \sigma_s^{\text{bg}}$, а при $\theta = \pi/4 = 45^\circ$ оно минимально: $\sigma_p^{\text{bg}}(\theta=\pi/4) = 2\sigma_0$ и всего в два раза превышает сечение рассеяния на одиночной частице. Дело в том, что два канала рассеяния: (11') и (22') исчезают при $\theta = \pi/4$, что связано с анизотропностью диаграммы направленности излучения диполя (частица не излучает в направлении индуцированного дипольного момента).

Рассмотрим другой предельный случай — близко расположенной частицы ($\langle \rho \rangle \ll \lambda$). В этом случае $\alpha\gamma = -(1/3)\alpha\beta = -\alpha/(2\rho)^3 < 0$, $|\alpha\gamma| \ll 1$. Переотражённые волны увеличивают "эффektivную" поляризуемость частицы: $\alpha_{\text{eff}} = \alpha\xi = \alpha/(1 - \alpha\gamma) > \alpha$, а значит и общее сечение рассеяния в s - и p -поляризованном каналах. Дополнительное изменение z -компоненты индуцированного дипольного момента приводит к подавлению усиления в p -поляризованном канале:

$$\omega = \Delta\sigma_p/\Delta\sigma_s = (\sigma_p^{\text{mir}} - \sigma_p^{\text{bg}})/(\sigma_s^{\text{mir}} - \sigma_s^{\text{bg}}) = |1 - \phi \sin^2 \theta| < 1, \quad (9)$$

т.к. $\phi = -\alpha\gamma/(1 + 2\alpha\gamma) > 0$.

В табл.1 приведены нормированные величины усиления сечения зеркального рассеяния $\Delta\tilde{\sigma} = (\sigma^{\text{mir}} - \sigma^{\text{bg}})/4\sigma_0$ и фонового рассеяния $\tilde{\sigma}_s^{\text{bg}} = \sigma_s^{\text{bg}}/4\sigma_0$ при значениях параметра $\alpha\gamma = -0,01, -0,1, -0,2$ для двух углов падения θ : 30 и 60°.

Как видим, величина усиления зеркального рассеяния и угол θ_0 возрастают с приближением частицы к границе.

Результаты проведённого расчёта могут найти применение при анализе экспериментальных данных по рассеянию на разреженных взвесах.

Т а б л и ц а 1

$\alpha\gamma$		-0,01	-0,1	-0,2
ξ		1,01	1,11	1,25
ϕ		0,01	0,125	0,333
$\bar{\sigma}_s^{sep}$		1,020	1,235	1,563
$\bar{\sigma}_p^{sep}$	$\theta = 30^\circ$	1,124	1,105	1,053
	$\theta = 60^\circ$	1,123	1,123	1,188
$\Delta\bar{\sigma}_s$		0,510	0,617	0,781
$\Delta\bar{\sigma}_p$	$\theta = 30^\circ$	0,508	0,579	0,657
	$\theta = 60^\circ$	0,502	0,507	0,440

При наличии диэлектрической или металлической пластины (роль которой может играть, например, стенка или дно кюветы с исследуемым раствором), кроме усиления “вперёд”, обусловленного рассеянием на частицах, возникает дополнительное усиление в зеркальном направлении. При этом величина этого усиления и фактор подавления ω (см. (9)) усиления p -поляризованной компоненты относительно s -поляризованной могут служить критерием близости расположения частиц к границе. Сходные явления возникают при рассеянии волн на шероховатых поверхностях, где шероховатости могут рассматриваться как близко расположенные к границе частицы [13].

ЛИТЕРАТУРА

1. Kuga Y., Ishimaru A. //J. Opt. Soc. Am., 1984. V. A1. P. 831.
2. Albada M. P., Lagendijk A. //Phys. Rev. Lett., 1985. V. 55. P. 2692.
3. Albada M. P., Lagendijk A. //Phys. Rev., 1987. V. B36. P. 2353.
4. Albada M. P. et al. //J. Phys., 1988. V. D21. P. 28.
5. Wolf P. E., Maret G. //Phys. Rev. Lett., 1985. V. 55. P. 2696.
6. Greffed J. J., Maret G. — In: Wave Propagation and Scattering in Varied Media II Proc. SPIE /Ed: V. K. Varadan, 1991. P. 1558.
7. Watson K. M. //J. Math. Phys., 1969. V. 10. P. 688.
8. Барабаненков Ю. //Успехи Физических Наук, 1975. Т. 117. № 1. С.49.
9. Barabanenkov Yu. et al. — In: Progress in Optics, Issue 29 /Ed. E. Wolf, 1991. P. 65.
10. Ismagilov F. M., Kravtsov Yu. //Phys. Lett., 1994. V. A188. P. 91.
11. Ismagilov F. M. //Wav. Rand Med., 1995. № 5. P. 27.

12. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. — М.: Наука, 1988. — 512 с.
13. Moreno F., Saiz J. M., Valle P. J., Gonzalez F. //Wav. Rand. Med., 1995. № 1. P. 73.

ГНПП "Исток", г. Фрязино,
Московская обл.,
Гос. пед. ин-т, г. Елабуга,
Татарстан

Поступила в редакцию
15 ноября 1996 г.

ENHANCED SPECULAR SCATTERING BY A SMALL PARTICLE NEAR THE PERFECTLY REFLECTING SURFACE

F. M. Ismagilov, F. M. Ismagilova

An analysis of scattering of a plane wave by a small scatterer randomly placed near the perfectly reflecting plane interface is carried out with regard to an infinite number of rescattering, using the dipol approximation. It is shown, that the rescattering waves cause an increase of effective cross-section of scattering and suppress the value of the enhanced specular scattering for p -polarization of an incident wave in comparison with s -polarization.