

редненному профилю приосевой интенсивности, уменьшается с увеличением z от $\frac{\Delta M}{\bar{M}} \approx 1$ при $z \ll \frac{L_\Phi}{2}$ до $\frac{\Delta M}{\bar{M}} \sim 0,25 + 0,3$, при $z \gg \frac{L_\Phi}{2}$ (по данным численного счета

для $n \leq 4$; $\bar{M} = 10 + 20$). Однако при $\bar{M} \rightarrow \infty$ $\frac{\Delta M}{\bar{M}} \rightarrow 1$ для любых z . Относительный вес

$\varepsilon = |\sigma_0|^2 P_0 \left[\sum_{i=0}^n |\sigma_i|^2 P_i + \tilde{P} \right]^{-1}$ моды E_0^* возрастает с увеличением z до величины,

близкой к 1 (для $z \gg \frac{L_\Phi}{2}$). При $\theta/\theta_d > \bar{M} e^{\Delta M/2}$ дискриминация инкрементов не

обеспечивает воспроизведения моды E_0^* и основной вклад в поле E дает составля-

ющая \tilde{E} . В этом случае при $\bar{M} M_n \ll 1$ или для сфокусированного пучка при $\theta/\theta_d \gg \bar{M}^2$

(последнее условие вплоть до $\bar{M} < 25$ является более жестким, чем условие воспроиз-

ведения $\theta/\theta_d > \bar{M} e^{\Delta M/2}$), составляющая \tilde{E} может усилиться почти без искажений [2, 3].

Значение P_n определяется из условия $M = M_n$ ($M_n \approx 25 + 30$ — пороговое значение инкремента для моды, подобной накачке) и равно $P_n \approx \frac{0,8 M_n \theta}{2 k g \theta_d}$ (см. сплошную кривую на рис. 2). Таким образом, эксперименты и теоретические расчеты ВР показывают, что в сфокусированных многомодовых пучках относительное превышение инкремента для моды, подобной накачке, $\sim 25 - 30\%$, что в несколько раз меньше соответствующей величины для световода, где она достигает 100% [1, 4, 5].

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Я. Зельдович, В. И. Поповичев, В. В. Рагульский, Ф. С. Файзуллоев, Письма в ЖЭТФ, 15, 160 (1972).
2. А. А. Бетин, Г. А. Пасманик, Письма в ЖЭТФ, 23, 577 (1976).
3. Г. А. Пасманик, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 17, № 7, 970 (1974).
4. В. Г. Сидорович, ЖТФ, 46, 2168 (1976).
5. И. М. Бельдюгин, М. Г. Галушкин, Е. М. Земсков, В. И. Мандросов, Квантовая электроника, 3, № 11, 2467 (1976).

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию
30 декабря 1976 г.

УДК 538.574.4

К ВОПРОСУ ОБ УСИЛЕНИИ РАССЕЯНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ СРЕДЕ

А. С. Гурвич, С. С. Кашкаров

1. В работах [1, 2] показано, что в некоторых случаях при рассеянии волны от точечного источника на телах, находящихся в среде с крупномасштабными случайными неоднородностями показателя преломления, при углах рассеяния $\vartheta \approx \pi$ средняя интенсивность рассеянного поля в неоднородной среде $\langle I_s \rangle$ превышает интенсивность рассеянного поля в вакууме (однородной среде) I_{s0} :

$$\langle I_s \rangle = N(\rho) I_{s0}, \quad (1)$$

где $N(\rho)$ — фактор усиления, зависящий от расстояния ρ между источником и точкой наблюдения рассеянного сигнала, а также от размеров рассеивателя. Для точечного рассеивателя и точки наблюдения, расположенной в плоскости, перпендикулярной направлению от источника к рассеивателю, в [1] получено выражение для $N(\rho)$:

$$N(\rho) = 1 + B_I(\rho), \quad (2)$$

где $B_I(\rho)$ — корреляционная функция флуктуаций интенсивности волны, падающей на рассеиватель.

Эффект усиления может наблюдаться, если размеры реального приемника d удовлетворяют условию

$$d \ll l_N, \quad (3)$$

где l_N — характерный масштаб корреляционной функции $B_I(\rho)$. Если рассеиватель, имеющий растров диаграммы рассеяния δ , находится во френгоферовой зоне облучателя, то в дополнение к (3) должны быть выполнены условия

$$\gamma \gg \alpha; \quad (4)$$

$$\delta \gg \alpha, \quad (5)$$

где γ — растр диаграммы облучателя, α — флуктуации направления распространения около точки, где находится рассеиватель.

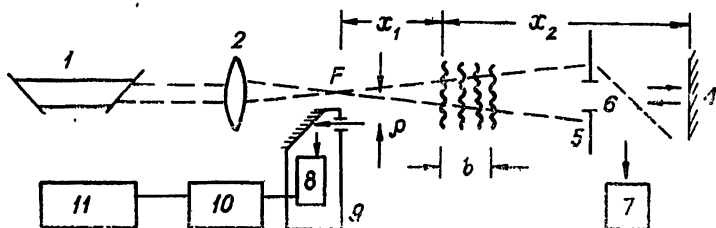


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

2. Для наблюдения эффекта усиления обратного рассеяния нами был проведен эксперимент, схема которого представлена на рис. 1. Излучение лазера (1) ($\lambda = 0,6328 \text{ мк}$) фокусируется линзой (2) в точку F . Расходящийся после точки F пучок с $\gamma = 1,7 \cdot 10^{-2}$ проходит через конвективный турбулентный поток воздуха (3) и попадает на рассеиватель (4). Черная диафрагма (5) ограничивает поперечный размер пучка, падающего на рассеиватель. Съемное зеркало (6) и фотоэлемент (7) служат для измерения полной энергии, падающей на рассеиватель. Рассеянное назад излучение регистрируется фотоумножителем (8) со световодным приспособлением (9). Расстояние ρ между точкой F и центром приемного отверстия, имеющего диаметр $d = 0,12 \text{ мм}$, может изменяться в пределах от 0,5 до 6 мм. Импульсы с ФЭУ, работающего в режиме счета фотоэлектронов [2], пройдя дискриминатор (10), регистрируются счетчиком (11). Время задержки системы счета $\tau = 100 \text{ нс}$. Конвективный турбулентный поток воздуха (3) создается электрическим нагревателем мощностью 5 кВт. Нагретый воздух отсасывается вентилятором за пределы помещения. Размеры установки: $x_1 = 3,65 \text{ м}$, $x_2 = 4,20 \text{ м}$, $b = 0,80 \text{ м}$. Вся установка собрана в затемненном помещении.

В качестве рассеивателей использовались:

- зеркальная сфера с радиусом кривизны $R = 15 \text{ см}$;
- лист белой писчей бумаги (шероховатый рассеиватель),
- плоское зеркало с диаметром $d = 20 \text{ мм}$.

Измерения функции когерентности поля за турбулентным слоем [4] позволили оценить величину $\alpha \lesssim 2 \cdot 10^{-3}$. Условие (4), таким образом, было всегда выполнено.

Для вычисления $N(\rho)$ по (2) производились измерения корреляционной функции флуктуаций интенсивности $B_I(\rho)$ в плоскости расположения рассеивателя по методике [2]. Выбранная схема эксперимента давала возможность определить прямым способом $N(\rho)$, измерив $I_{\Delta 0}$, пропорциональное скорости счета фотоэлектронов в однородной среде (нагреватель выключен), и $\langle I_{\Delta} \rangle$, пропорциональное скорости счета в присутствии неоднородностей (нагреватель включен) при неизменном расположении источника, рассеивателя и приемника. С помощью зеркала (6) и фотоэлемента (7) контролировалась мощность падающего на рассеиватель излучения. Подсветка, вызванная в основном рассеянием света диафрагмой (5), составляла 5% общего рассеяния для измерений с зеркальными рассеивателями и 17% при измерениях с шероховатым рассеивателем. Подсветка определялась независимо и исключалась при обработке результатов, равно как и ток фотоумножителя в отсутствие облучения.

3. Результаты измерений приведены на рис. 2, 3. Заштрихованной областью представлены значения $N(\rho)$, полученные расчетом по формуле (2) из измерений корреляционной функции $B_I(\rho)$ в плоскости рассеивателя. Точки соответствуют прямым измерениям $N(\rho)$ в плоскости источника. Каждая точка — среднее из 7—15 отдельных измерений длительностью по 50 с. Вертикальная черта обозначает утроенное средне-

квадратичное отклонение среднего для серии. Для зеркальной среды и шероховатого рассеивателя выполнялось условие (5), и с этими рассеивателями, как видно из полученных данных, наблюдается удовлетворительное согласие расчетного и непосредственно измеренного усиления рассеяния. Для плоского зеркала имеет место $\delta \ll \alpha$ и усиления обратного рассеяния не должно наблюдаться [9]. Измерения с плоским зеркалом дали при $\rho = 0,5$ мм значение $N = 0,99 \pm 0,05$.

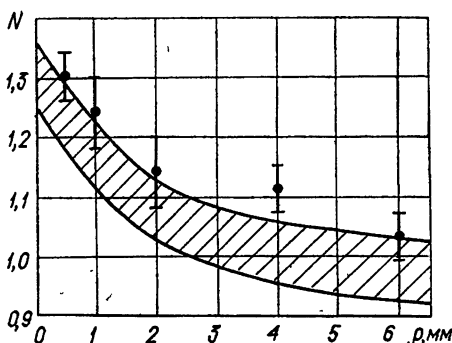


Рис. 2.

Рис. 2. Зависимость $N(\rho)$ для зеркальной сферы.

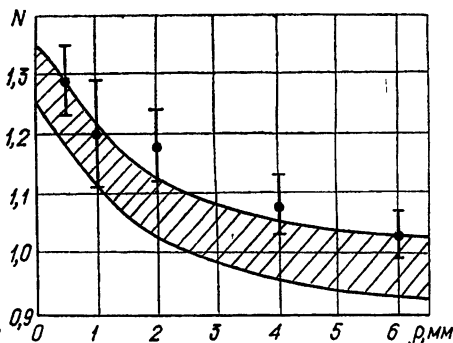


Рис. 3.

Рис. 3. Зависимость $N(\rho)$ для шероховатого рассеивателя.

Согласие результатов эксперимента с теорией позволяет, на наш взгляд, отметить также возможность определения характеристик флуктуаций по интенсивности рассеянного сигнала. При этом для определения $\beta^2 = B_I(0)$ и $B_I(\rho)$ не приходится измерять средние квадраты флуктуаций интенсивности, как при работе «на просвет», а достаточно измерять средние значения интенсивности рассеянного сигнала вблизи источника.

Авторы выражают глубокую признательность В. И. Татарскому и А. Г. Виноградову за внимание к работе и обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Виноградов, Ю. А. Кравцов, В. И. Татарский, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 16, № 7, 1064 (1973).
2. А. Г. Виноградов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 17, № 10, 1584 (1974).
3. А. С. Мартынюк, Е. П. Николаев, ПТЭ, № 2, 193 (1974).
4. А. В. Артемьев, А. С. Гурвич, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 14, № 5, 734 (1971).
5. М. Е. Грачева, А. С. Гурвич, А. С. Хрупин, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 17, № 1, 155 (1974).
6. В. И. Гельфгат, Акуст. ж., 22, № 1, 123 (1976).

Институт физики атмосферы
АН СССР

Поступила в редакцию
12 августа 1976 г.

УДК 538.567.2

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ СИГНАЛОВ СО СЛУЧАЙНОЙ ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ В НЕЛИНЕЙНОЙ. НЕДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ

С. Н. Гурбатов

При распространении волны в нелинейной среде, например, интенсивной акустической волны, электромагнитной волны в распределенной линии передач с нелинейными элементами, происходит сильное искажение формы сигнала и его спектра [1–3]. Немонотонность входного сигнала, кроме уширения спектральных линий высших гармоник [4, 5], приводит также к появлению низкочастотных компонент, т. е. в нелинейной среде выделяется шумовая модуляция входного сигнала.