

ОСОБЕННОСТИ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН КОНЦЕНТРИРОВАННЫМИ АЭРОДИСПЕРСНЫМИ СРЕДАМИ

И.В. Черны й, Е.А. Шарков

1. В связи с интенсивным развитием радиодиагностики мм-диапазона волн сложных природных сред в системе океан-атмосфера представляет интерес проблема изучения особенностей распространения и рассеяния электромагнитных волн в случайно-неоднородных средах с высокой плотностью дискретных сильно поглощающих рассеивателей, когда размер частиц r , расстояние между частицами d и длина волны излучения (собственного и рассеянного) λ являются величинами одного порядка [1]. К таким важным практическим задачам относится рассеяние и излучение мм-диапазона волн в атмосфере при значительных объемных концентрациях (более 0.5%) гидрометеоров [2], а также в капельно-брызговой фазе обрушающихся морских гравитационных волн [3].

Несмотря на значительное количество экспериментов по изучению электромагнитных свойств разреженных дискретных систем с $d \approx (10-10^4)\lambda$ и объемной концентрацией $C \approx 10^{-2}-10^{-4}\%$ (см. обзор [2]), в литературе отсутствуют описания результатов исследования электромагнитных свойств в радиодиапазоне концентрированных динамических сред с поглощающими рассеивателями. Основная методическая сложность проведения таких исследований заключается в экспериментальных трудностях при создании динамических концентрированных капельных структур со строго контролируруемыми параметрами.

Однако как с общетеоретической, так и с практической точек зрения постановка таких экспериментов крайне необходима (в первую очередь для выявления предельных значений концентраций, при которых происходит "включение" механизмов электромагнитного взаимодействия уединенных поглощающих рассеивателей). Описание основных результатов экспериментальных работ по изучению обратного рассеяния от концентрированных дискретных динамических сред и составляет содержание настоящего сообщения.

2. Лабораторные экспериментальные исследования обратного рассеяния были выполнены с высококонцентрированной дисперсной средой с контролируруемыми параметрами в виде потока сферических водных капель практически монодисперсного состава. Дисперсная среда создавалась с помощью распылительного устройства в виде форсунки специальной формы и профиля со сменной решеткой. Сред-



Рис. 1. Фотография дисперсной среды при счетной концентрации 4,5%.

ний диаметр капель составлял 0,30 см со среднеквадратическим разбросом 0,03 см. Объемная (счетная) концентрация варьировалась от 0,28 до 4,5%, при этом среднее расстояние между центрами частиц изменялось от $2,3\lambda$ до $0,9\lambda$.

Контроль и измерения концентрации осуществлялись методом стереоскопической съемки с помощью двух синхронизованных зеркальных аппаратов с телеобъективами и со специальной системой светового импульсного подсвета (продолжительность импульса вспышки 10^{-6} с). Для определения геометрических масштабов эксперимента использовался специальный тест-объект, помещаемый в объемное тело потока, но не разрушающий его дисперсных свойств. Специальная статистическая оценка флуктуаций счетной концентрации потока частиц показала, что поток в течение всего эксперимента был достаточно стабильным и среднеквадратическое отклонение концентрации составляло менее 3% от среднего значения (рис. 1).

Радиофизические измерения проводились при помощи скаттерометра 8-мм диапазона [4], который представляет собой когерентную радиолокационную систему непрерывного излучения. Зондирование осуществлялось под углом к потоку, чтобы движущиеся части имели компоненту скорости в направлении прибора.

3. На рис. 2 представлены спектры скаттерометрического сигнала для трех значений объемной плотности частиц. Из рисунка видно, что при малой плотности (например, $C = 0,28\%$) рассеянная мощность в спектре сосредоточена в основном вблизи доп-

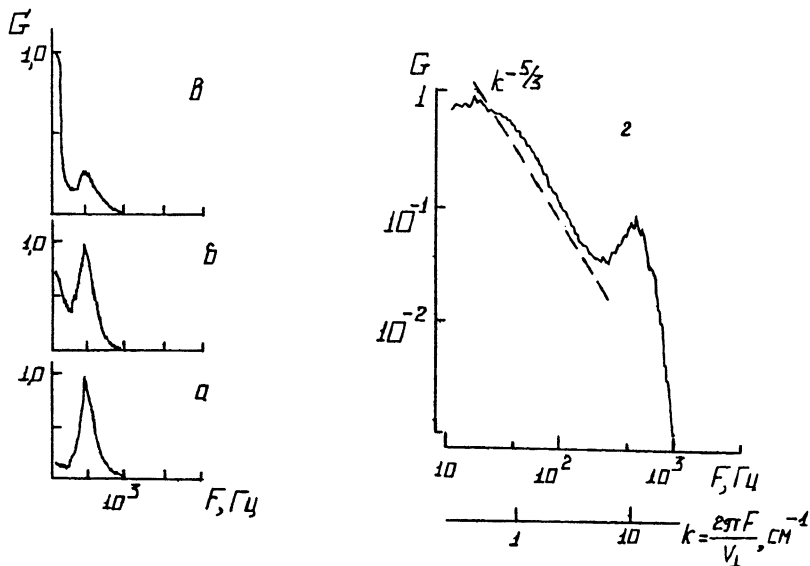


Рис. 2. Нормированный спектр обратного рассеяния дискретной средой при концентрации: а - 0,28%, б - 1,5%, в, г - 4,5%.

перовской частоты, определяемой компонентой скорости частиц в направлении прибора $f_d = 2V/\lambda$, $V = 1.7$ м/с.

Однако с ростом плотности частиц ($d/\lambda \rightarrow 1$) наряду с доплеровской составляющей значительная часть рассеянной мощности находится в спектре вблизи нулевой частоты (например, для $C = 4.50\%$).

Наличие в спектре нулевого доплеровского сдвига в случае движущихся рассеивателей может быть связано с нарушением условий когерентного приема. Время когерентности скаттероматрического сигнала равно $\tau = 5 \cdot 10^{-5}$ с [4]. Некогерентный прием рассеянного излучения имеет место тогда, когда время распространения сигнала при зондировании составляет более чем $5 \cdot 10^{-5}$ с, что соответствует длине пути распространения более 15 км. С другой стороны, в лабораторном эксперименте длина трассы была порядка 1 м и время распространения $3 \cdot 10^{-7}$ с. Следовательно, в процессе рассеяния радиолокационный сигнал испытывал временную задержку, которая превышает величину его времени когерентности.

Более того, представление результатов в логарифмической системе координат выявляет интересную деталь: спектр "некогерентной" составляющей подчинен степенному закону " $-5/3$ " в частотном интервале 20–200 Гц (рис. 2, г).

4. Сопоставление настоящего результата с экспериментами, выполненными нами ранее по изучению особенностей распространения электромагнитных волн в средах с высокой концентрацией дискрет-

ных рассеивателей [5, 6], показывает, что имеется вполне определенное (критическое) значение расстояния между рассеивателями ($d_{кр} \approx 1,5\lambda$), при котором происходит принципиальная перестройка всей электродинамики концентрированных сред с поглощающими частицами.

Интересно сопоставить экспериментальные результаты с условием конденсированности (в электродинамическом смысле) дискретных сред, полученным теоретически в [1]:

$$\bar{n} \cdot \bar{\alpha} > 1, \quad (1)$$

где \bar{n} - средняя концентрация рассеивателей; α - поляризуемость частиц, которая в рэлеевском приближении (приближение нашего эксперимента $r = d/2 \ll \lambda$) равна $\alpha = r^3 \left| \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \right|$, где ϵ - комплексная диэлектрическая постоянная материала рассеивателя. Физически условие (1) описывает вклад в действующее поле индуцированных диполей, ближайших к исходной частице.

Итак, учитывая при $d_{кр} = 1,5\lambda$ $\bar{n} \approx 2,6 \text{ см}^{-3}$, имеем

$$\bar{n} \cdot |\alpha| = 1,2 \cdot 10^{-3} \ll 1. \quad (2)$$

Таким образом, задолго до удовлетворения условия (1) концентрированная дискретная среда принципиально меняет свои свойства и становится в определенном смысле похожа на непрерывную среду с флуктуирующими параметрами.

Степенной закон в спектре обратного рассеяния (как и гамма-распределение интенсивности, прошедшей через среду [5, 6]) можно трактовать как результат рассеяния от фрактальной, геометрически связанной структуры [7] (или турбулентного связанного пространства) в теле дискретного потока.

5. Интересно отметить, что, казалось бы, подобные физические структуры (совокупность водных полых сфер) проявляют себя, однако, совершенно противоположным образом: даже компактная плотная упаковка рассеивателей не дает какого-либо заметного вклада в электродинамику системы благодаря эффекту взаимодействия частиц [8].

Авторы искренне благодарят С.С. Моисеева, Ю.А. Кравцова, Ю.Н. Барабаненкова за полезные обсуждения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. М.: Наука, ч. 2, 1978. 464 с.
- [2] Oguchi T. // Proc. IEEE. 1983. V. 711. N 9. P. 1029-1078.
- [3] Черный И.В., Шарков Е.А. // Исследование Земли из космоса. 1988. № 2. С. 17-28.

- [4] Черный И.В. Препринт № Пр-689. М.: ИКИ АН СССР, 1982, 19 с.
- [5] Черный И.В., Шарков Е.А. // III Всес. симп. по миллиметровым и субмиллиметровым волнам. Тез. докл. Горький, 1980. С. 314-315.
- [6] Черный И.В., Шарков Е.А. // XII Всес. конф. по распространению радиоволн, ч. II. Горький. М.: Наука, 1981. С. 111-113.
- [7] Lakhtakia A., Messier R., Varadan V.V., Varadan V.K. // J. Phys. A.: Math. Gen. 1987. V. 20. N 6. P. 1615-1619.
- [8] Райзер В.Ю., Шарков Е.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1981. Т. 24. № 7. С. 809-818.

Поступило в Редакцию
6 сентября 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 3

12 февраля 1991 г.

06.3; 07; 12

© 1991

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ НА
ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ПОРОГОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
ФОТОПРИЕМНИКОВ НА КВАНТОВЫХ ЯМАХ
СТРУКТУР *GaAs-ALGaAs*

Ф.Л. Серженко, В.Д. Шадрин

Фотоприемники, принцип действия которых основан на фотоионизации квантовых ям (КЯ), обладают при малых временах фотоотклика рекордными значениями чувствительности [1].

Они являются узкополостными, причем ширина полосы фотоотклика зависит как от параметров ям [2], так и от концентрации электронов в ямах через деполяризационный сдвиг и уширение кривой фотоотклика [3].

В работе [3] рассмотрено влияние деполяризации падающего излучения на коэффициент поглощения структур *GaAs-ALGaAs* с квантовыми ямами. Представляет практический интерес выяснить влияние деполяризационных эффектов на пороговые характеристики фотоприемника, прежде всего на удельную обнаружительную способность D_{λ}^* в наиболее благоприятном для фотоприема режиме ограничения чувствительности флуктуациями фонового излучения (режим ОФ). Удельная обнаружительная способность фоторезистора с длинноволновой границей λ_0 в режиме ОФ равна [4]

$$D_{\lambda}^* = \frac{\lambda_0^2(\lambda)}{2hc} \left[\int_0^{\lambda_0} d\lambda' \eta(\lambda') \Phi(\lambda') \left(1 - \exp\left(-\frac{hc}{\lambda' kT}\right) \right) \right]^{-1/2}, \quad (1)$$