

ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ И ГИПОТЕЗА «ЗАМОРОЖЕННОСТИ»

Э. М. Крикунова, Ф. А. Маркус

В работе [1] был предложен метод изучения пространственно-временных характеристик флуктуаций интенсивности светового пучка, прошедшего через турбулентную среду. Этот метод позволяет также проверить справедливость гипотезы «замороженности» флуктуаций интенсивности излучения. Эксперимент ставится по схеме, содержащей двойную фильтрацию — пространственную и временную. Благодаря этому выходной сигнал (измеряется средний квадрат спектральной плотности тока ФЭУ $\langle |u_\nu|^2 \rangle$, стоящего за пространственным модулятором) содержит сведения о пространственно-временных характеристиках турбулентной среды, которые можно извлечь при последующей обработке.

Опыты по изучению интенсивности светового пучка, прошедшего турбулентный слой атмосферы, проведенные по методу, описанному в [1], были изложены в [2]. Зондирующий лазерный пучок диаметром $D = 10$ см проходил в атмосфере путь $L \approx 200$ м. В качестве пространственных модуляторов света применялись щели длиной 20 мм и шириной от 0,05 до 20 мм, в качестве временного фильтра — оптический спектр-анализатор. В настоящей работе делается попытка объяснить некоторые результаты этих опытов, интерпретация которых ранее была затруднительна.

Теоретическое исследование, проведенное в [1], показало, что при строгой справедливости гипотезы «замороженности» для флуктуаций интенсивности зависимость величины $\langle |u_\nu|^2 \rangle$ от произведения ширины щели a на частоту ν носит периодический характер:

$$\langle |u_\nu|^2 \rangle \sim \sin^2(\pi \nu a / v_\perp), \quad (1)$$

где v_\perp — скорость передвижения неоднородностей

Если же справедлива альтернативная гипотеза, предполагающая полное отсутствие «замороженности», то величина $\langle |u_\nu|^2 \rangle$ должна расти прямо пропорционально ширине щели для всех частот ν .

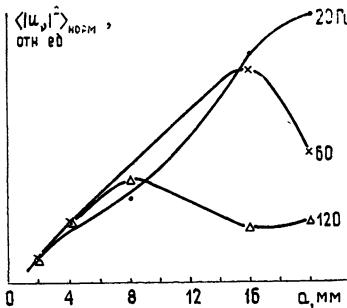


Рис. 1.

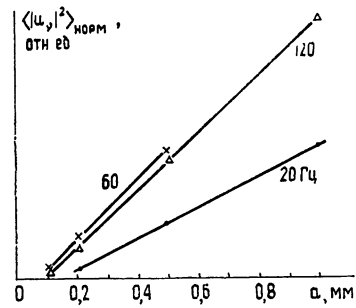


Рис. 2.

Зависимость среднего квадрата спектральной плотности тока ФЭУ $\langle |u_\nu|^2 \rangle$ от ширины щели a на фиксированных частотах $\nu = 20, 60$ и 120 Гц, построенная на основании экспериментальных данных [2] для щелей, больших 1 мм, представлена на рис. 1. Как видно, при частоте анализа $\nu = 120$ Гц для $a = 8$ мм наблюдается максимум величины $\langle |u_\nu|^2 \rangle$, для $a = 16$ мм — минимум, а затем она снова начинает возрастать, т. е. тенденция к периодическому изменению $\langle |u_\nu|^2 \rangle$ в зависимости от a для этой частоты прослеживается довольно четко. Для вдвое меньшей частоты $\nu = 60$ Гц $\langle |u_\nu|^2 \rangle$ достигает максимума при вдвое большем значении ширины щели, а затем начинает убывать. И, наконец, при $\nu = 20$ Гц в пределах до $a = 20$ мм наблюдается только возрастание величины $\langle |u_\nu|^2 \rangle$ (к сожалению, измерения при больших значениях a не были проведены). Таким образом, при ширине щели, превышающей несколько миллиметров, зависимость $\langle |u_\nu|^2 \rangle$ как от a , так и от частоты ν хорошо согласуется с формулой (1).

Для щелей, ширина которых меньше 1 мм, опыт дает линейную зависимость $\langle |u_\nu|^2 \rangle$ от a (вместо $\langle |u_\nu|^2 \rangle \sim a^2$ по формуле (1)) для всех трех значений частот (см рис. 2), что согласно вышесказанному означает отсутствие «замороженности» неоднородностей интенсивности

* Утверждение работы [2] о том, что в последнем случае имеет место соотношение $\langle u_\nu^2 \rangle [\sin^2(\pi \nu a / v_\perp)]^{-1} \sim a$, является ошибочным.

На ток ФЭУ основное влияние оказывают, очевидно, только те неоднородности интенсивности, размеры которых по порядку величины равны ширине щели — более мелкие неоднородности не изменяют величины тока, так как их число внутри щели остается в среднем постоянным, а крупные — за время измерения не успевают еще пройти через щель. Поэтому результаты экспериментов фактически означают, что «замороженными» остаются только неоднородности интенсивности, большие 1 мм В то же время известно [3], что для показателя преломления в атмосфере гипотеза «замороженности» справедлива для всех масштабов флуктуаций в инерционном интервале.

На наш взгляд, это противоречие можно объяснить тем, что неоднородности интенсивности зондирующего пучка должны перемещаться как целое только в области прямого видения, т. е. в области, где справедливы геометрическая оптика или дифракция Френеля.

В самом деле, пусть наблюдение поля ведется на расстоянии z от неоднородностей показателя преломления, характерные размеры которых, как известно, меняются в широком интервале (рис 3). Мелкие неоднородности создают для проходящего через них света дифракционную картину Фраунгофера, если их размеры $d < \sqrt{\lambda z}$. Влияние их при этом эквивалентно [3] действию квазирешеток размера порядка сечения пучка D . Максимумы интенсивности картины Фраунгофера от таких решеток имеют размер порядка $\lambda z/D$, и они не двигаются как целое, а появляются и исчезают («мерцают») вслед за образованием и разрушением квазирешеток.

Более крупные неоднородности размера $d \sim \sqrt{\lambda z}$ создают на том же расстоянии z дифракционную картину Френеля, флуктуации интенсивности которой двигаются так же, как сами неоднородности среды.

В условиях эксперимента для z , меняющегося до 200 м , характерные флуктуации интенсивности в дифракционной картине Френеля будут порядка $\sqrt{\lambda z} \geq 1 \text{ мм}$, а размеры максимумов интенсивности от квазирешеток в области дифракции Фраунгофера при $D = 10 \text{ см}$ и тех же значениях z по порядку величины $\lambda z/D \leq 1 \text{ мм}$. Следовательно, выбросы интенсивности, не движущиеся вместе со средой, имеют порядок 1 мм и меньше, а неоднородности интенсивности, увлекаемые средой, будут повторять размеры первичных фазовых неоднородностей, начиная с величины нескольких миллиметров и более, что согласуется с результатами экспериментов.

Таким образом, отсутствие «замороженности» неоднородностей интенсивности прошедшего через атмосферу излучения не означает ее отсутствия для самих неоднородностей среды. При проверке этой гипотезы для установления однозначного соответствия необходимо подбирать условия эксперимента, соответствующие дифракции Френеля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Маркус Ф. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1975, 18, № 1, с. 74
2. Боровицкая Н. М., Зулъкарнаева Е. Ю., Маркус Ф. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 3, с. 458
3. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. — М.: Наука, 1967.

Горьковский государственный университет

Поступила в редакцию 21 ноября 1980 г.

УДК 621 391 82

О ПРЕДЕЛЬНОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ УСРЕДНЕНИЯ ФЛИККЕРНОГО ШУМА

Г. П. Пашев

Фликкерные флуктуации характерны для всех источников и преобразователей радиосигналов. Поэтому представляет интерес исследование предельной эффективности фильтрации постоянной величины α из смеси $s(t) = \alpha + v(t)$, где $v(t)$ — шум со спектральной плотностью мощности

$$S(\omega) = |\omega|^{-\gamma}, \quad 0 < \gamma < 3, \quad 0 < |\omega| < \infty. \quad (1)$$