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.

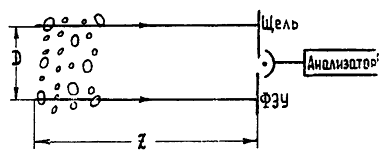

Рис. 3.

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 $\sqrt{\lambda z} \gtrsim 1$ *мм*, а размеры максимумов интенсивности от квазирешеток в области дифракции Фраунгофера при $D = 10$ *см* и тех же значениях z по порядку величины $\lambda z/D \lesssim 1$ *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., Зулькарнаева 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 $s(t) = \alpha + \nu(t)$, где $\nu(t)$ — шум со спектральной плотностью мощности

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

Общепринятым методом подавления шумов $\nu(t)$ является усреднение смеси на интервале T с помощью линейного фильтра, описываемого оператором

$$y(t) = \int_{t-T}^{t} s(u)c(t-u)du, \qquad (2)$$

где весовая функция $c(t)$ удовлетворяет условию неискаженной передачи постоянной величины

$$\int_0^T c(t)dt = 1$$

и равна нулю вне интервала $(0, T)$.

Эффективность усреднения (2) можно повысить, увеличивая время усреднения T и оптимизируя весовую функцию. Оценим качество усреднения величиной

$$\sigma^2 = \langle [y(t) - y(t-T)]^2 \rangle, \qquad (3)$$

которая характеризует разброс результатов фильтрации, полученных на соседних неперекрывающихся интервалах усреднения. Чтобы выяснить предельные возможности уменьшения (3), разобьем интервал усреднения на N частей и аппроксимируем $c(t)$ ступенчатой функцией с шириной каждой ступеньки $\tau = T/N$ и высотой k-й ступеньки

$$C_k = \frac{1}{\tau} \int_{(k-1)\tau}^{k\tau} c(t)\,dt.$$

При ступенчатой весовой функции величина (3) в соответствии с [1] равна

$$\sigma^2 = 2 \sum_{l=1}^{N} \sum_{k=1}^{N} C_l C_k [d(\tau, N+l-k) - d(\tau, l-k)], \qquad (4)$$

где

$$d(\tau, m) = \frac{1}{2} \langle [x(t) - x(t-m\tau)]^2 \rangle, \qquad x(t) = \frac{1}{\tau} \int_{t-\tau}^{t} \nu(t)\,dt.$$

Функцию $d(\tau, m)$ для шумов с СПМ вида (1) можно получить на основании результатов работы [2], откуда следует

$$d(\tau, m) = \left(1/\tau^{1-\gamma}\right) \psi(m),$$

где $\psi(m)$ зависит только от γ и m.

При $\gamma \neq 1$ величину $d(\tau, m)$ и, следовательно, дисперсию σ^2 можно уменьшить, изменяя время усреднения при постоянных параметрах N и C_k ступенчатой функции. При $1 < \gamma < 3$ время усреднения T нужно уменьшать, а при $0 < \gamma < 1$ — увеличивать. При $\gamma = 1$ (4) не зависит от T и единственный путь повышения эффективности усреднения состоит в оптимизации весовой функции. Анализ численными методами показывает, что оптимизация при $\gamma = 1$ и $N \to \infty$ позволяет снизить σ^2 до предельного значения $\sigma_0^2 = 4{,}4589 \pm 0{,}0001$. Интересно сравнить предельный результат с величиной σ_1^2 дисперсии (3) при наиболее простой весовой функции $c(t) = 1/T$:

$$\sigma_1^2 = 4 \int_{-\infty}^{\infty} |\omega|^{-1} \frac{\sin^4 \omega T/2}{(\omega T/2)^2} d\omega = 8 \ln 2 \approx 1{,}24 \sigma_0^2.$$

Это сравнение показывает, что при $\gamma = 1$ эффективность усреднения шумов нельзя существенно повысить применением сложной оптимальной весовой функции.

Таким образом, при $\gamma \neq 1$ можно снизить флуктуации результата усреднения до сколько угодно малой величины. В случае $\gamma = 1$, наиболее характерном для радиоэлектронных компонентов, линейное усреднение позволяет уменьшить интенсивность шума только до величины σ_0^2. Поэтому уровень фликкерного шума с $\gamma = 1$ характеризует предельную точность действия многих радиоэлектронных устройств, достижимую методами линейной фильтрации

ЛИТЕРАТУРА

1 Пашев Г П — Изв вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 12, с. 1535.
2 Музычук О В, Шепелевич Л. Г. — Изв вузов — Радиофизика, 1974, 17, № 6, с 855.

Поступила в редакцию
15 июля 1980 г.