

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ «ДРОЖАНИЯ» ИСКУССТВЕННОГО ИСТОЧНИКА СВЕТА

В. М. Бовшеверов, А. С. Гурвич и М. А. Каллистратова

Исследовались вызванные атмосферной турбулентностью флюктуации угла прихода световых волн от искусственного источника. Получены частотный спектр флюктуаций и зависимость интенсивности флюктуаций от расстояния и от метеорологических условий. Результаты эксперимента хорошо согласуются с теорией, развитой в [1].

Флюктуационные явления, возникающие при распространении радиоволн, света и звука в турбулентной атмосфере, имеют целый ряд сходных черт, так как они вызваны одной и той же причиной — флюктуациями соответствующего показателя преломления [1]. Поскольку световые волны и радиоволны имеют одинаковую природу, свет является удобной моделью для исследования основных особенностей флюктуаций в прямом радиосигнале. Кроме того, флюктуационные явления при распространении света представляют большой интерес для астрономии и некоторых других отраслей науки.

Приземный слой атмосферы является своеобразной „лабораторией“ для проведения экспериментального исследования таких флюктуационных явлений, так как в приземном слое сравнительно хорошо изучен вид структурной функции коэффициента преломления, а также исследована связь характеристик турбулентности со средними метеорологическими параметрами, вертикальными профилями средней температуры и скорости ветра [2-4].

Флюктуации фазы, возникающие при распространении волн в турбулентной атмосфере, приводят к беспорядочному искажению фазового фронта волны. Это вызывает случайные искажения изображения и перемещения изображения в фокусе телескопической системы — так называемое „дрожание“. При наблюдении звезд в обычных телескопы величина „дрожания“, выраженная в угловых единицах, имеет порядок $1''$ [5]. Изучение флюктуаций фазы световой волны, распространяющейся в приземном слое, интересно еще и потому, что, как показано в [1], за явление „дрожания“ изображений звезд ответственны, главным образом, самые нижние слои атмосферы.

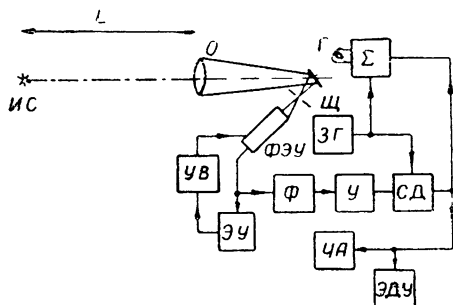
В настоящей работе исследовалась зависимость интенсивности „дрожания“ от расстояния, проходимого светом в приземном слое, и от характеристик средних метеорологических условий. Применение частотного анализа позволило выяснить характер частотного спектра „дрожания“. Полученные данные позволили проверить ряд выводов теории [1].

Для измерения статистических характеристик „дрожания“, дисперсии и частотного спектра была разработана схема измерений, изображенная на рис. 1. Источник света с диафрагмой, подбираемой так, чтобы его угловые размеры составляли всегда около $2''$, помещался на расстоянии L от телескопа. Объектив телескопа имел фокусное расстояние 80 см и диаметр 8 см. Между объективом телескопа и его фокусом на расстоянии 1 см от фокуса находилось зеркальце шлейфового гальванометра. Отраженный от зеркальца пучок света фокусировался при

помощи второго объектива[†] на вертикальной щели шириной в 30 μ , что примерно в два раза меньше увеличенного вторым объективом изображения источника. За щелью помещался фотоумножитель. Фокусировка системы при изменении расстояния до источника света осуществлялась перемещением объектива телескопа.

Рис. 1 Блок-схема экспериментальной установки:

ИС—источник света, О—объектив, Г—шлейфовый гальванометр, Щ—щель, ФЭУ—фотоумножитель, Ф—фильтр на частоту 5 кГц, У—усилитель, СД—синхронный детектор, Σ —суммирующее устройство, ЭУ—электрометрический усилитель, УВ—управляемый высоковольтный выпрямитель, ЗГ—звуковой генератор, ЧА—частотный анализатор, ЭДУ—электродинамический умножитель



Для измерения „дрожания“ применялась следящая система, работающая на несущей частоте $f = 5$ кГц, которая, как будет видно дальше, позволяла исключить влияние „мерцания“ (изменения интенсивности принимаемого света) на результаты измерения. Работа следящей системы происходит следующим образом. Напряжение несущей частоты со звукового генератора через суммирующее устройство (уравновешенный мост) подается на шлейф. Амплитуда колебаний изображения на щели была порядка 35–40 μ . Колебания совершаются в горизонтальной плоскости перпендикулярно щели. Напряжение с нагрузки фотоумножителя подается на усилитель с полосой пропускания от 4800 до 5200 гц. Если среднее (за период $1/f$) положение изображения источника света находится на середине щели, то в сигнале на выходе фотоумножителя имеются составляющие с частотами $2f$, $4f$ и т. д. и отсутствует составляющая с частотой f . Амплитуда этой составляющей пропорциональна смещению среднего положения изображения от середины щели, а фаза совпадает с фазой колебаний шлейфа или сдвинута на 180° в зависимости от того, в какую сторону от середины щели сдвинуто изображение. Усилитель пропускает только частоты, близкие к f . На выходе усилителя находится синхронный детектор, ток с которого через суммирующее устройство подается на шлейф. Фаза управляющего напряжения, подаваемого на синхронный детектор, подбирается так, чтобы в описанной следящей системе была отрицательная обратная связь и изменение угла прихода φ_0 волн компенсировалось бы поворотом зеркальца шлейфа на соответствующий угол. Связь между φ_0 и угловым смещением изображения φ под действием тока, возникающего в следящей системе, может быть записана следующим образом:

$$\varphi = - \frac{k}{1 + k} \varphi_0.$$

Коэффициент усиления разомкнутой системы k пропорционален произведению чувствительности фотоумножителя и интенсивности падающего света. Если $k \gg 1$, то $\varphi \approx -\varphi_0$ и изменения k , вызванные флуктуациями интенсивности падающего на фотоумножитель света, мало влияют на результат измерения угла φ , который пропорционален выходному току следящей системы. Однако неограниченное увеличение

* На рис. 1 он не показан.

усиления в следящей системе может привести к самовозбуждению всего устройства. Поэтому, чтобы стабилизировать следящую систему и обеспечить ее нормальную работу при очень сильных изменениях интенсивности, была введена дополнительная обратная связь по среднему току фотоумножителя, которая уменьшает диапазон изменения коэффициента усиления следящей системы. Дополнительная цепь обратной связи состояла из электрометрического усилителя, управляющего величиной напряжения, подаваемого с высоковольтного выпрямителя на электроды фотоумножителя. Совместное действие двух систем обратной связи приводит к тому, что при изменении светового потока в 100 раз величина тока, пропорционального φ , меняется не более, чем на 10%.

Для измерения дисперсии „дрожания“ применялся электродинамический умножитель с обратной связью, подобный описанному в [6]. Шкала этого умножителя была проградуирована в дисперсии угла прихода $\sigma_{\varphi}^2 = (\overline{\varphi - \bar{\varphi}})^2$. Для измерения частотного спектра $F(\omega)$ случайной величины φ применялся частотный анализатор, имевший 34 полуоктавных фильтра в диапазоне частот ω от 0,01 гц до 1000 гц.

Измерения проводились в ночное время в августе 1960 г. на ровном участке открытой степи. На рис. 2 представлены профили рабочих трасс для $L=1000$ и 2000 м; для меньших расстояний местность была еще ровнее. Средняя высота трассы \bar{z} около 1,5 м. Приемник света

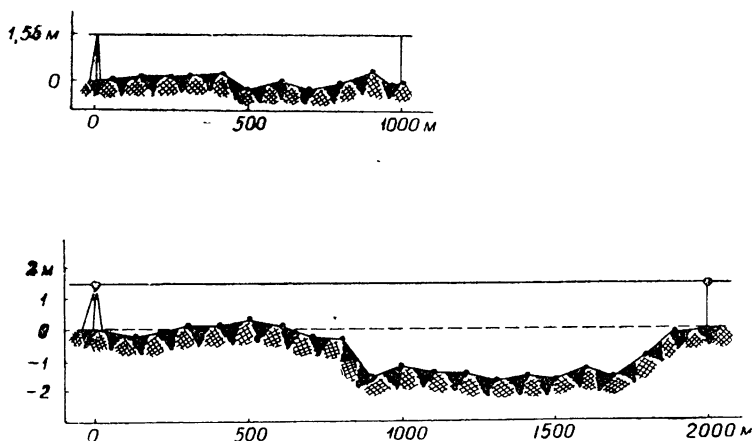


Рис. 2. Профили трасс, на которых проводились измерения

был смонтирован на железобетонном фундаменте. Источник света устанавливался в заранее отмеченных пунктах трассы. Одновременно с измерениями характеристик „дрожания“ проводились измерения вертикальных профилей средней скорости ветра и средней температуры. Всего было проведено около 60 измерений дисперсий и частотных спектров на расстояниях $L=125, 250, 500, 1000$ и 2000 м. При каждом измерении в качестве величины дисперсий и спектральных плотностей брались их средние значения за 10 мин.

На графике рис. 3 приведены значения σ_{φ}^2 , измеренные при различных расстояниях L и различных метеоусловиях. Этот рисунок дает представление о величинах σ_{φ}^2 ; из него видно, что в среднем имеет

* Здесь и далее черта сверху означает усреднение.

место линейная зависимость σ_{φ}^2 от L . Из этого же графика ясно, что шум прибора $\sigma_{ш}$, пересчитанный в угловые единицы, равен приблизительно $1''$. Линейная зависимость от расстояния хорошо согласуется с теоретической формулой [1]:

$$\sigma_{\varphi}^2 = 2,9 d^{-1/3} LC_n^2. \quad (1)$$

Здесь d —диаметр объектива, C_n —структурная постоянная коэффициента преломления — величина, характеризующая интенсивность флуктуаций показателя преломления, которая может быть вычислена по формуле

$$C_n = \frac{6,9 \cdot 10^{-6} pa(Ri) z^{2/3}}{T^2(z) (\bar{z})^{1/3}} \times \quad (2)$$

$$\times \frac{dT}{d \ln(z)},$$

где $Ri = \frac{g}{T_0} \frac{d\bar{T}(z)/dz}{(\overline{du}/dz)^2}$ — число

Ричардсона, $a^2(Ri)$ — безразмерная величина, взятая из [4], $T(z)$, $\bar{u}(z)$ — средняя температура и скорость ветра на высоте z . Значения $d\bar{T}(z)/dz$ и $\overline{du}(z)/dz$ берутся на высоте z .

Для более детальной проверки всех измерений, кроме значений, соответствующих $L=125$ м, были подсчитаны теоретические значения $\sigma_{\varphi T}$ по формулам (1), (2) и на графике рис. 4 по оси абсцисс отложены

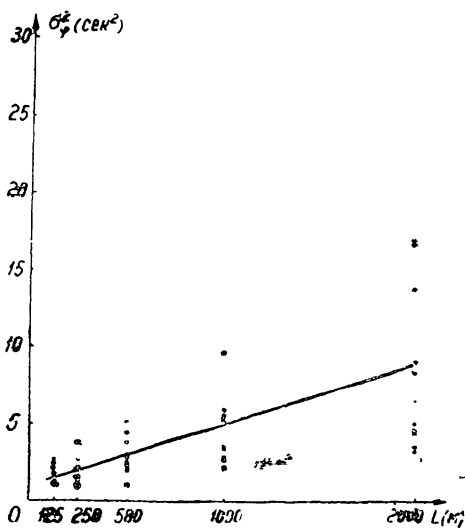


Рис. 3 Зависимость дисперсии „дрожания“ от расстояния. Крестиками обозначены средние значения σ_{φ}^2 .

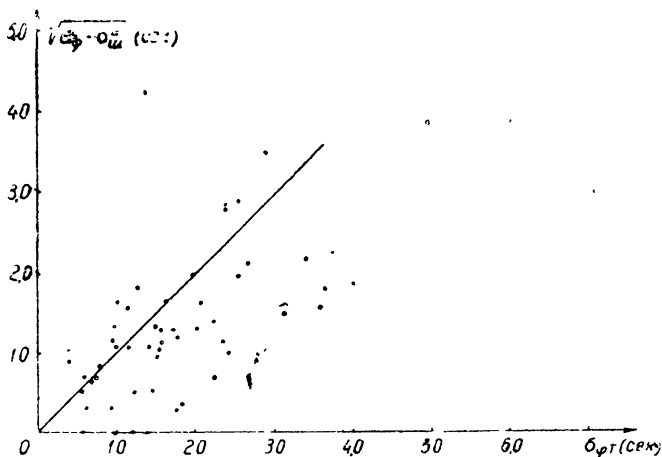


Рис. 4. Сравнение экспериментальных и расчетных данных для зависимости $f\omega(f)$ от частоты.

теоретические значения $\sigma_{\varphi T}$, а по оси ординат — экспериментально определенные значения дисперсий дрожания с учетом шума. Прямая на

рис. 4 означает полное совпадение. Из графика видно, что измеренные значения ложатся около этой прямой. Коэффициент регрессии $\sqrt{\sigma_{\varphi}^2 - \sigma_{\text{ш}}^2}$ на $\sigma_{\varphi\tau}$ равен 0,97. Разброс точек вызван не только ошибками в определении дисперсии дрожания, но и погрешностями в значениях $\sigma_{\varphi\tau}$, в которые входят значения C_n . Значения C_n , в свою очередь, определяются с невысокой точностью, так как в них входят производные от экспериментально определяемых вертикальных профилей средней скорости ветра и средней температуры.

Произведение нормированной на дисперсию спектральной функции $f\omega(f) = fF(f) / \int_0^{\infty} F(f)df$ ($F(f)$ — спектральная плотность мощности флюктуаций на частоте f) является безразмерной функцией безразмерной частоты fd/v_n [7]:

$$f\omega(f) = \text{const} \sin^2 \left(\frac{\pi fd}{v_n} \right) \left(\frac{fd}{v_n} \right)^{-5/3}, \quad (3)$$

где v_n — нормальная к лучу компонента средней скорости ветра. Эта формула получена в предположении, что справедлив „закон 2/3“ и что можно пользоваться гипотезой „замороженной турбулентности“. На рис. 5 приведен спектр, полученный усреднением нормированных

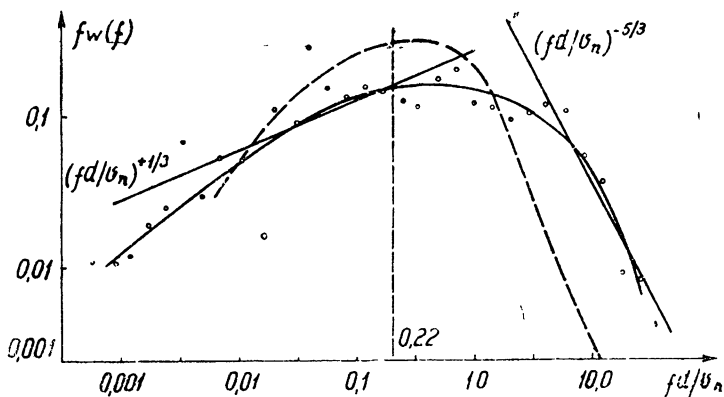


Рис. 5. Частотный спектр „дрожания“.

и приведенных к безразмерной частоте спектров $F(f)$. Для сравнения с теорией указано асимптотическое поведение теоретической функции $f\omega(f)$ на низких частотах f :

$$f\omega(f) \sim (fd/v_n)^{1/3}$$

при $\pi fd/v_n \ll 1$ и

$$f\omega(f) \sim (fd/v_n)^{-5/3}$$

на высоких частотах* при $\pi fd/v_n \gg 1$. На графике отмечено значение безразмерной частоты $fd/v_n = 0,22$, соответствующее максимуму теоретического спектра — функции (3).

Из графика видно, что экспериментально определенный спектр имеет тот же характер, что и теоретический. Максимум спектральной

* На высоких частотах осцилляции $\sin^2(\pi fd/v_n)$ не могут быть отмечены на экспериментально снятом спектре, так как непостоянство v_n приводит к тому, что в среднем нули исчезают. Кроме того, полужонкий фильтр на высоких частотах захватывает несколько минимумов и максимумов. Поэтому на высоких частотах надо брать среднее значение $\sin^2(\pi fd/v_n)$, равное 1/2.

функции находится на частотах того же порядка, что и максимум теоретического спектра. Более быстрый по сравнению с теоретическим спад спектральной функции в области низких частот объясняется, по-видимому, тем, что в крупномасштабной области спектра турбулентности, ответственной за низкочастотный участок спектра „дрожания“, „закон $2/3$ “ выполняется недостаточно точно. На рис. 5 пунктиром нанесен также спектр флюктуаций угла прихода звуковых волн [7], форма которого довольно близка к спектру „дрожания“.

Из вышеизложенного можно заключить следующее.

1) Средний квадрат флюктуаций угла прихода световых волн при распространении в турбулентной атмосфере пропорционален расстоянию, проходимому светом в турбулентной среде.

2) Экспериментальные данные по измерению интенсивности флюктуаций угла прихода находятся в хорошем согласии с расчетными значениями „дрожания“, полученными из результатов метеорологических измерений градиентов температуры и скорости ветра.

3) Вид спектра флюктуаций угла прихода находится в удовлетворительном согласии с вычисленным теоретически на основе теории турбулентности Колмогорова—Обухова и в предположении справедливости гипотезы „замороженной турбулентности“. Безразмерные спектры флюктуаций угла прихода световых и звуковых волн достаточно близки.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Татарский, Теория флюктуационных явлений при распространении волн в турбулентной атмосфере, изд. АН СССР, М., 1959.
2. А. С. Монин, Теория вероятностей и ее применение, 3, 285 (1958).
3. А. С. Гурвич, Изв. АН СССР, сер. геофиз., 7, 1042 (1960).
4. Л. Р. Цванг, Изв. АН СССР, сер. геофиз., 8, 1251 (1960).
5. И. Г. Колчинский, Астрономич. ж., 34, 639 (1957).
6. Г. Корн и Т. Корн, Электронные моделирующие устройства, ИЛ, М., 1955.
7. Г. С. Голицын, А. С. Гурвич, В. И. Татарский, Акустич. ж., 6, 187 (1960).

Институт физики атмосферы
АН СССР

Поступила в редакцию
2 марта 1961 г.

AN EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF THE „FLICKERING“ OF AN ARTIFICIAL SOURCE OF LIGHT

V. M. Bousheverov, A. S. Gourvitch, M. A. Kallistratova

An investigation was made of fluctuations caused by atmospheric turbulence of the angle of arrival of light waves from an artificial source. The frequency spectrum of the fluctuations and the dependence of the fluctuations intensity on distance and meteorological conditions were obtained. The results of the experiment are in close agreement with the theory developed in [1].