Доклады Академии Наук СССР
1949. Том LXV, № 3

ГЕОФИЗИКА

В. А. КРАСИЛЬНИКОВ

О ФЛУКТУАЦИЯХ УГЛА ПРИХОДА В ЯВЛЕНИИ МЕРЦАНИЯ ЗВЕЗД

(Представлено академиком М. А. Леонтовичем 26 I 1949)

Три явления характеризуют мерцание звезд:

1. Колебания угла прихода световых лучей, идущих от звезды; вследствие этого дифракционное изображение звезды в фокальной плоскости объектива „дрожит“ и размывается.

2. Флуктуации яркости, воспринимаемые невооруженным глазом как изменения блеска звезды (мерцание в прямом смысле слова).

3. Так называемое хроматическое мерцание — разложение света от звезды на отдельные цвета и переливы этих цветов по спектру; хроматическое мерцание наблюдается главным образом для звезд с большими зенитными расстояниями.

Общепризнано представление, что своим происхождением мерцание звезд, как и вообще мерцание светового источника в атмосфере, обязано наличию оптических неоднородностей в земной атмосфере. Неоднородности в температуре и влажности переносятся и перемешиваются ветром, как правило, всегда имеющимся в атмосфере. Благодаря этому меняется коэффициент преломления, что приводит к определенному воздействию на ход световых лучей, пронизывающих земную атмосферу.

Тем не менее, кроме такого качественно правильного представления, до сего времени мы, по существу, не имеем сколько-нибудь удовлетворительной теории, объясняющей явление мерцания звезд с количественной стороны. Вопрос об оптической неоднородности атмосферы рассмотрен в книге А. Данжона и А. Кудэ [1]. Однако качественные представления Данжона и Кудэ вряд ли можно считать удовлетворительными, поскольку они объясняют явление мерцания звезд наличием относительно тонкого гипотетического слоя „атмосферного волнения“, находящегося на высоте 3,5 км. Такое объяснение вызывает большие возражения, поскольку, выражаясь в терминах этих авторов, „атмосферное волнение“ имеет место во всей толще земной атмосферы, особенно в ее нижних слоях, и эффект мерцания есть явление скорее интегральное по своей природе, чем локальное.

В настоящем сообщении, основываясь на представлениях о структуре температурного поля пульсаций в турбулентном потоке, развитых А. М. Обуховым [2], мы ставим своей задачей привести ряд соображений, которые, повидимому, могут представить некоторый интерес в понимании явлений мерцания звезд. Кроме того, мы ограничимся здесь только рассмотрением вопроса о колебаниях угла прихода. Рассмотрение вопроса о флуктуациях яркости может послужить темой отдельного сообщения.

Как известно, диэлектрическая постоянная воздуха, с учетом содержащегося в нем водяного пара, определяется выражением ([3]):

$$\varepsilon - 1 = K\frac{p}{T}, \tag{1}$$

где p — атмосферное давление, выраженное в мм рт. ст. и T — абсолютная температура. Коэффициент K представляет собой аддитивную сумму значений K_1 и K_2, относящихся, соответственно, к сухому и влажному воздуху:

$$K_1 = 2{,}11\cdot 10^{-4},$$

$$K_2 = \alpha\left(\frac{10159}{T} - 0{,}293\right)10^{-6},$$

где $\alpha = \frac{p_{\text{вод. пар}}}{p_{\text{возд}}}100$ — процент содержания в воздухе водяного пара, определяемый как отношение упругости водяного пара к атмосферному давлению.

При обычных атмосферных условиях α составляет меньше 1% на высотах 1—2 км; мы не будем поэтому в дальнейшем учитывать влажность воздуха, поскольку учет влажности, во всяком случае, не изменяет порядка величины K_1, относящейся к сухому воздуху*.

Температурные неоднородности, которые всегда имеются в атмосфере, особенно в летних условиях, переносятся ветром и перемешиваются полем случайных скоростей (микроструктура ветра). Согласно А. Обухову ([2]), для такой температурно неоднородной среды, находящейся в поле случайных пульсаций скоростей, для пульсаций температуры T' в двух точках потока 1, 2 имеет место соотношение, по форме аналогичное известному закону „2/3" Колмогорова — Обухова для разности скоростей и локально-изотропной турбулентности:

$$\overline{(T_1' - T_2')^2} = B^2\rho_{1,2}^{2/3}, \tag{2}$$

где B — некоторая характеристика поля температурных пульсаций, имеющая размерность градус·см$^{-1/3}$, и $\rho_{1,2}$ — расстояние между точками 1, 2. Для условий атмосферы, согласно оценке Обухова, характеристика B имеет величину порядка 2—4·10^{-2} градуса на см$^{-1/3}$. Естественно представлять себе, что с ростом интенсивности поля температурных пульсаций характеристика B увеличивается.

Будем считать, что диэлектрический коэффициент ε в атмосфере подвержен случайным изменениям вследствие пульсаций температуры, вызванных перемешиванием температурных неоднородностей поля случайных скоростей. Тогда

$$\varepsilon = \bar{\varepsilon} + \varepsilon' = K\frac{p}{\bar{T} + T'} = K\frac{p}{\bar{T}(1 + T'/\bar{T})},$$

где ε' и T' — случайные отклонения от средних значений. Разлагая $(1 + T'/\bar{T})^{-1}$ в ряд и ограничиваясь членом первого порядка относительно $T'/\bar{T}$, мы получим:

$$\varepsilon' \cong K\frac{pT'}{(\bar{T})^2}. \tag{3}$$

---

* Известно также, что, в отличие от распространения радиоволн, где влажность играет большую роль, при распространении света изменение коэффициента преломления в основном определяется изменениями температуры.

Согласно (2) и (3), для двух точек потока 1, 2 мы будем иметь:

$$\overline{(\varepsilon_1{}' - \varepsilon_2{}')^2} = \left(\frac{Kp}{(\bar{T})^2}\right)^2 B^2 \rho_{1,2}^{2/3}. \qquad (4)$$

Поскольку длина световой волны значительно меньше масштабов пульсаций ε, при рассмотрении вопроса о прохождении света через такую оптически неоднородную среду мы вправе считать законным пользование геометрической оптикой.

Случайное изменение фазы, вызванное действием оптических неоднородностей на пути распространения света, определится выражением:

$$\varphi' = \frac{\omega}{c} \int_0^L n' dx, \qquad (5)$$

где n' — отклонение от среднего значения коэффициента преломления $\bar{n}$, ω — частота и c — скорость света. Под L мы будем понимать высоту однородной атмосферы (~ 8 км)*. Поскольку $n = \bar{n} + n' = \sqrt{\bar{\varepsilon} + \varepsilon'}$, то, ограничиваясь членом первого порядка относительно $\varepsilon' / \bar{\varepsilon}$, получим, после разложения в ряд:

$$n' \cong \varepsilon' / 2. \qquad (6)$$

Воспользовавшись законом корреляции между пульсациями диэлектрической постоянной, даваемым выражением (4), а также принимая во внимание (5) и (6), можно найти среднее квадратичное флуктуаций разности фаз между двумя точками 1 и 2 в пункте наблюдения, находящихся на некотором расстоянии (базе) b друг от друга, перпендикулярном направлению света от звезды. При условии $b \ll L$ мы будем иметь [4]:

$$\overline{(\varphi_1 - \varphi_2)^2} = 3{,}45 \left(\frac{\omega}{2c} \frac{BpK}{(\bar{T})^2}\right)^2 L b^{5/3}. \qquad (7)$$

Пусть направление на звезду составляет угол α с направлением базы b. Тогда в возмущенном потоке разность фаз на концах базы будет:

$$\varphi = \frac{2\pi b}{\lambda} \cos\alpha, \qquad (8)$$

где λ — длина световой волны. Если теперь под действием пульсаций коэффициента преломления наблюденная фаза получит случайное изменение, то:

$$\delta\alpha = \frac{\lambda}{2\pi b \sin\alpha} \delta\varphi \qquad (9)$$

или, при больших α:

$$\delta\alpha = \frac{\lambda}{2\pi b} \delta\varphi. \qquad (10)$$

Аналогичное соотношение будет иметь место для среднего квадратичного отклонения в угле прихода:

$$\sigma\alpha = \frac{\lambda}{2\pi b} \sigma\varphi, \qquad (11)$$

* Естественно, что такое предположение является весьма грубым приближением, поскольку в действительности поле температурных пульсаций с высотой как-то меняется; однако законов этого изменения мы пока не знаем.

или, если воспользоваться формулой (7):

$$\sigma\alpha = 0{,}93 \frac{BpK}{(\overline{T})^2} L^{1/2} b^{-1/6}. \tag{12}$$

Как видно из этого выражения, среднее квадратичное флуктуаций угла прихода пропорционально характеристике поля температурных пульсаций B и медленно уменьшается при увеличении базы b. $\sigma\alpha$ зависит от расстояния как $L^{1/2}$, т. е. по мере прохождения светового луча через оптически неоднородную среду флуктуации фазы можно считать статистически независимыми между собой. Кроме того, $\sigma\alpha$ не зависит от длины волны, так что выражение (12) справедливо для белого света.

Для случая объектива базой b является его входной диаметр. Если входной диаметр объектива составляет 10 см, то при $B = 3 \cdot 10^{-2}$, $p = 7{,}6 \cdot 10^2$, $K = 2 \cdot 10^{-4}$, $\overline{T} = 3 \cdot 10^2$, $L = 8$ км (звезда в зените) получим, согласно (12):

$$\sigma\alpha \approx 0{,}16''.$$

Полученное значение для $\sigma\alpha$ хорошо согласуется с астрономическими наблюдениями, которые дают для $\sigma\alpha$ („угла турбуленции“) величины от долей секунды до нескольких секунд, в зависимости от метеорологических условий.

Отметим, однако, что если считать правильными данные Данжона и Кудэ ([1]), то угол турбуленции (до $z \sim 80°$) растет приблизительно пропорционально L, а не $L^{1/2}$, как это следует из нашей формулы (12). К сожалению, кроме данных этих авторов, в литературе мы не нашли других, где приводились бы наблюдения $\sigma\alpha$ в зависимости от зенитного расстояния*.

Частоты колебаний угла прихода, согласно наблюдениям, составляют до 100 в 1 сек., что хорошо укладывается в наши представления, поскольку частоты поля пульсаций температуры имеют такой же порядок. Отметим в заключение, что наши рассуждения не относятся к медленным изменениям угла прихода, обязанным крупным неоднородностям в плотности (так называемая „случайная рефракция“), за которыми наблюдатель успевает следить, удерживая звезду на пересечении нитей астрографа.

Геофизический институт
Академии наук СССР

Поступило
11 I 1949

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] А. Данжон и А. Кудэ, Астроном. журн., **17**, 1 (1940). [2] А. М. Обухов, Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., **13**, 1 (1949). [3] Б. А. Введенский и Г. Аренберг, Усп. физ. наук., **25**, № 3 (1941). [4] В. А. Красильников, ДАН, **58**, 1353 (1947). [5] В. А. Красильников, Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., **13**, 1 (1949). [6] J. Pernter u. F. Exner, Meteorologische Optik, Wien—Leipzig, 1922, S. 191.

* Согласно теоретическим выводам, флуктуации яркости растут с расстоянием как $L^{3/2}$ (аналогично тому, как это имеет место для пульсаций амплитуды звука при его распространении в турбулентном потоке ([5]). Такая зависимость, напротив, согласуется с астрономическими наблюдениями ([6]).