

Яркость ночного неба по измерениям с прибором MASS

М. Kornilov, V. Kornilov

28 июня 2015 г.

1 Введение

При измерениях оптической турбулентности с инструментом MASS [1] периодически измеряется фон неба для правильного вычисления индексов мерцаний из исходных статистических моментов потока [2, 3]. За всю кампанию измерений ОТ на вершине горы Шатджатмаз в 2007 – 2013 гг было выполнено свыше 30 000 таких измерений. После того как была отлажена основная задача по измерению ОТ, мы в 2008 г. расширили программу наблюдений, включив измерения атмосферной экстинкции с одновременным определением заатмосферных величин программных звезд в фотометрической полосе MASS [4]. Как следствие, оказалось возможным привести наши измерения фона неба к общепринятому виду в $mag \cdot arcsec^{-2}$.

Напомним, что в эпоху активного использования фотоэлектрических фотометров [5, 6, 7] основная проблема при измерениях яркости ночного неба была связана с вкладом света слабых звезд, поскольку для получения статистически достоверного результата приходилось выбирать большие диафрагмы поля (1 угловая минута и более). Минимизировать этот эффект удавалось только в индивидуальном порядке, выбирая на небе место, свободное от звезд. Диафрагма поля прибора MASS еще больше, ее угловой диаметр около $4'$, и поскольку задача исследования яркости ночного неба первоначально нами не ставилась, то место измерения фона выбиралось случайным образом невдалеке от программной звезды.

В приборе MD09, с которым выполнена основная масса измерений ОТ, площадь диафрагмы составляет $39\,800 \text{ угл.с}^2$ ($0.003 \text{ кв. градусов}$). Такая площадь приводит к аддитивной константе $11^m.50$ и ожидаемый интегральный сигнал фона в условиях темного неба ($22^m/arcsec^2$) соответствует звезде $10^m.5$. Статистические оценки на основе данных о средней плотности звезд [8] показывают, что суммарный блеск попавших в диафрагму звезд с вероятностью 0.5 ярче $12^m.2$. Средний суммарный блеск звезд в диафрагме прибора соответствует $11^m.4$, что приводит к поярчению фона на $0^m.4$.

Другой причиной, увеличивающей измеренный фон, является рассеянный свет от ярких программных звезд (блеск которых превышает уровень фона в $\sim 10^4$ раз). При измерении фона программа-супервизор смещает телескоп на $5'$ в случайную сторону, но фактическое смещение из-за люфтов в осях монтировки может оказаться значительно меньшим и вклад рассеянного света становится заметным. Действительно, данные измерений показывают статистическую зависимость величины фона от блеска рядом расположенной программной звезды.

При измерениях фона с инструментом MASS мы, так же как и при измерении программных звезд, получаем информацию о пространственно-временных корреляциях флуктуаций

потока излучения. Базовым предположением для оценки вклада звездного света в измеряемый сигнал является предположение о полном отсутствии мерцаний в излучении фона неба. Учет “загрязнения” звездным светом осуществляется статистически, то есть правильность коррекции предполагается для статистически значимого набора измерений, а не для отдельного конкретного измерения.

2 Статистика сигнала фона неба

Полное отсутствие мерцаний подразумевает пуассоновский характер отсчетов F от чистого фона. В случае не-идеальных счетчиков фотонов пуассоновская статистика искажается двумя факторами: наличием мертвого времени счетчика, приводящего к нелинейности, и наличием после-импульсов ФЭУ. В случае малых потоков нелинейностью можно пренебречь, а наличие после-импульсов приводит к

$$\text{Var}[F] = p \text{E}[F], \quad (1)$$

где коэффициент p (коэффициент непуассоновости) связан с вероятностью после-импульсов q соотношением $p = 1 + 2q$ [9]. $\text{Var}[\]$ и $\text{E}[\]$ общепринятые обозначения дисперсии и математического ожидания случайной величины F . Типичное значение p для используемых ФЭУ и счетчиков составляет $1.02 \div 1.05$. Определение (1) используется для экспериментального измерения величины p по контрольному свету в приборе MASS с целью учета непуассоновости при вычислении индексов мерцаний [2, 3].

Статистика $B_1 = S^2/\bar{F} - p$, где S^2 несмещенная выборочная дисперсия, а \bar{F} — выборочное среднее, анализируется нами для верификации измерений фона при обработке измерений MASS. Очевидно, что при постоянной интенсивности излучения, т.е. в отсутствие мерцаний, $\text{E}[B_1] = 0$. Попавшая в диафрагму поля звезда приводит к $\text{E}[B_1] = F_*^2 s^2$, где s^2 индекс мерцаний, а F_* средний поток от звезды.

В действительности мы всегда имеем дело с выборочной оценкой B_1 . Значимо она отличается от нуля или нет, решается на основе экспериментально установленного доверительного интервала. Для исключения грубых промахов в измерениях этого достаточно, но чтобы таким образом выделять слабые звезды в рамках обсуждаемой проблемы, необходимо точно определить доверительные интервалы для всех используемых выборочных статистик.

Известные соотношения для дисперсии выборочного среднего $\text{Var}[\bar{F}]$, дисперсии выборочной дисперсии $\text{Var}[S^2]$ и их ковариации $\text{Cov}[S^2, \bar{F}]$, записанные для распределения Пуассона с параметром $\lambda = \text{E}[F] \approx \bar{F}$, приводят к формулам:

$$\text{Var}[\bar{F}] = \frac{\lambda}{N}, \quad (2)$$

$$\text{Var}[S^2] = \frac{\lambda + 2\lambda^2}{N}, \quad (3)$$

$$\text{Cov}[S^2, \bar{F}] = \frac{\lambda}{N}. \quad (4)$$

Последнее соотношение получено из общего выражения $\text{Cov}[S^2, \bar{X}] = \mu_3/N$, см. [10], подстановкой для распределения Пуассона $\mu_3 = \lambda$. С учетом ковариации выборочных дисперсии и среднего, дисперсия выборочной оценки B_1 может быть записана в виде

$$\text{Var}[B_1] = \frac{2}{N}. \quad (5)$$

Дисперсия $\text{Var}[p]$ выборочной оценки коэффициента p также равна $2/N$, то есть не зависит от потока. Измерения контрольного света разной интенсивности подтверждают это выражение [9]. Заметим, что в [11] приведена некорректная формула по причине неучета взаимной корреляции выборочных дисперсий и среднего.

При использовании статистики B_1 возникает существенная проблема из-за необходимости с большой точностью знать величину p , которая весьма вариативна и зависит как от настроек детекторов, так и от внешних условий, температуры ФЭУ, от времени работы ФЭУ и т.д. Определить же величину p из измерений фона возможно только в предположении что вклад мерцающих звезд отсутствует.

Поэтому для анализа вклада излучения звезд мы использовали другую статистику, основанную на том, что временная ковариация с задержкой 1 мс потока от фона, $\text{Cov}_1[F]$, должна быть тождественно равна 0, а для потоков от звезд будет близка к дисперсии мерцаний.

Оценка дисперсии выборочной ковариации c_1 для не-коррелированного пуассоновского потока следует из общих формул [12, 13]:

$$\text{Var}[c_1] = \frac{\lambda^2}{N}. \quad (6)$$

Для отношения C_1 выборочной ковариации к среднему, по аналогии со статистикой B_1 , справедливо

$$\text{Var}[C_1] = \text{Var}\left[\frac{c_1}{F}\right] = \frac{1}{N}. \quad (7)$$

Обратите внимание, что эта статистика эффективнее чем B_1 и также не зависит от потока.

Наличие коррелированного по времени сигнала от звезды F_* увеличит статистику C_1 и ее матожидание станет

$$\text{E}[C_1] = \frac{F_*^2 s_1^2}{F_* + F_B}. \quad (8)$$

Выразив потоки в j -ом канале ($j = A, B, C, D$) через поток в канале D, получим

$$\text{E}[C_1]_j = \frac{F_*^2}{F_* + F_B} k_j s_{1j}^2, \quad (9)$$

Таблица 1: Характерные точки распределений индексов мерцаний s_0^2 и s_1^2 . Приведены относительные по сравнению с каналом D потоки k_j . В последней приведена строке оценка вклада мерцаний звезд для разных каналов MASS.

Индекс	Канал A	Канал B	Канал C	Канал D	Комбинация
Медиана s_0^2	0.131	0.091	0.049	0.029	
Мода s_0^2	0.076	0.053	0.027	0.017	
Медиана s_1^2	0.082	0.061	0.037	0.021	0.075
Мода s_1^2	0.048	0.036	0.023	0.014	0.045
k_j	0.108	0.214	0.846	1.000	2.168
$s_1^2 k_j$	0.009	0.013	0.031	0.021	

где k_j есть поток в канале j по отношению к потоку в D. Эти коэффициенты и характерные точки распределений нормированных дисперсий и ковариаций (индексов s_0^2 и s_1^2) для всего периода наших наблюдений приведены в Табл. 1. Из нее следует, что несмотря на то, что максимальная ковариация наблюдается в апертурах A и B, вклад мерцаний в C_1 будет там из-за меньших потоков заметно меньшим, чем в апертурах C и D.

3 Особенности данных и их фильтрация

Измерение фона производится с тем же временным разрешением что и при измерении мерцаний и по аналогичной схеме. Базовое измерение длится 1 с. В выходной файл выводятся статистические моменты (средние, дисперсии, ковариации), вычисленные по 1000 отсчетам в каждом канале в случае 1 мс микроэкспозиции. Для фона измерения повторяются в течение 10 с, после чего вычисляются усредненные моменты. Таким образом за одно измерение фона мы получаем выборочные моменты для выборки $N \approx 10\,000$ отсчетов. Используемые далее значения потоков соответствуют выборочному среднему \bar{F} , т.е. относятся к одной микроэкспозиции.

К сожалению, нам не удалось избежать изменений настроек и, соответственно, характеристик детекторов, незначительным образом отразившихся на данных измерений. В результате перепрограммирования электроники MASS 2011-01-31 увеличились уровни дискриминации импульсов ФЭУ, что привело к уменьшению отсчетов на 40%. Чтобы компенсировать это уменьшение, 2011-02-24 нами было увеличено питающее напряжение с 725 до 775 В, приведшее к увеличению отсчетов детекторов на $\approx 25\%$. Эти изменения отражаются на величине отсчетов и на коэффициенте p , но на исследуемую статистику C_1 не влияют.

В течение двух периодов кампании использовалась микроэкспозиция 0.5 мс, но это непринципиально, так как это легко корректируется (число отсчетов за измерение увеличивается вдвое). Практически всю кампанию измерения ОТ выполнялись с прибором MD09, а начиная с 2013-01-18 (JD 2456311) измерения велись с прибором MD41, имеющим несколько другие характеристики, что также не влияет на статистику C_1 .

При анализе данных обнаружился следующий артефакт: в некоторых случаях результаты первого 1 с измерения явно искажены, что, почти не отражаясь на среднем, приводит к сильному возрастанию всех вторых статистических моментов. Ярче всего этот эффект проявляется в каналах A и B прибора, в канале D он практически не заметен. Наиболее вероятным объяснением является ошибочные значения отсчетов первых микроэкспозиций. Эта ситуация легко обнаруживается, так как временная ковариация c_1 далеко вылетает из интервала $\pm 3\sigma$, т.е. когда $|c_1| > 3\bar{F}/\sqrt{1000}$, как это следует из (6).

Когда такая ситуация обнаруживалась хотя бы в одном из четырех каналов, то такие 1 с оценки отбраковывались. Кроме ошибок отсчетов причиной вылетающих значений c_1 может быть добавочный свет от яркой звезд и измерения со значительными вариациями величины фона (например, из-за облачности). Если в 10 с измерении фона выбрасывалось 2 или больше секундных оценок, то удалялось все это измерение целиком. После такой процедуры из 31 648 измерений фона осталось 28 450. После исключения измерений, выполненных в сумерках по программе мониторинга ОТ до и после астрономической ночи, объем оставшихся данных сократился до 17 162.

Статистика C_1 для полного измерения фона формировалась как среднее из 9 или 10 секундных оценок C_1 . Такой подход позволил минимизировать влияние изменений величины

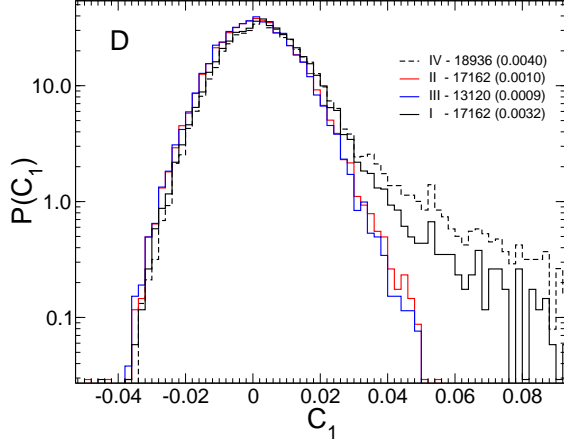


Рис. 1: Распределения статистики C_1 для канала D. Кривая I при использовании общей ковариации для 10 с измерения фона. Кривая II — при усреднении 1 с оценок C_1 . Кривая III при дополнительном контроле 1 с средних значений.

фона, неизбежно увеличивающих выборочную 10 с временную ковариацию. Распределение C_1 для канала D по величинам показано на Рис. 1 (кривая II).

Первоначально мы вычисляли общие выборочные средние и выборочные ковариации. Для этого центральные моменты переводились в начальные, вычислялись их средние и снова переводились в центральные, используя новые выборочные средние. Из полученных величин вычислялось C_1 . Такая процедура приводит к заметному избытку в положительной ветви распределения, см. кривую I на Рис. 1. Очевидно, что наблюдаемый избыток не связан с мерцаниями попавших в апертуру звезд, а определяется переменностью потока на секундных временах.

Однако имеется другой эффект, способный увеличить статистику C_1 , это вариации на временах внутри 1 с. Влияние более длительных вариаций подавляется выбранной методикой, см. Рис. 1. Анализ изменений 1 с средних потоков внутри 10 с измерения выполненный на основе того, что статистика

$$x^2 = \sum_{k=1}^{10} \frac{(\bar{F}_k - \bar{F})^2}{\sigma^2}, \quad (10)$$

где \bar{F}_k это 1 с среднее, а σ^2 дисперсия этого среднего, равная \bar{F}/N для постоянного пуассоновского потока, распределена как χ^2 с 9-ю степенями свободы. Из-за вариаций потоков реальные распределения имеют длинные хвосты. Условие $x^2 < 0.0025$ (вероятность ошибочного отбрасывания 0.3% в одном канале и 1.0% при учете всех четырех каналов) приводит к отбору 13 120 измерений. Но нужно учесть, что при малых потоках вариации маскируются большим пуассоновским разбросом, поэтому такая фильтрация сказалась только в средней области распределения по величинам. Принципиально зависимости, приведенные на Рис. 3, не изменились.

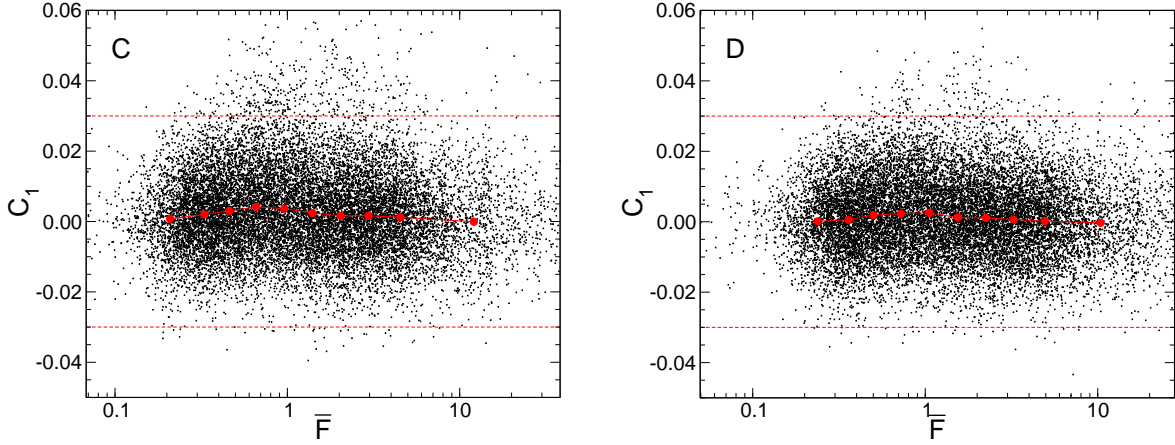


Рис. 2: Статистика C_1 в зависимости от среднего потока \bar{F} (черные точки) для финальной фильтрации II. Общее число минутных измерений фона 17 162. Красные штриховые линии обозначают границы $\pm 3\sigma$ для чисто пуассоновской статистики. Красные крупные точки обозначают медианы последовательных подвыборок, объемом 1716 измерений.

4 Анализ поведения C_1

Зависимости статистики C_1 от средних потоков для всех четырех каналов MASS показаны на Рис. 2. Чисто визуальное распределение C_1 не симметричны относительно 0 и похожи друг на друга несмотря на значительное различие средних потоков. Для более детального анализа на графиках нанесены медианы подвыборок размером 1716 точек (1/10 полного объема). Поведение во всех каналах похоже: с потоком медианы сначала растут, а потом снова падают к нулю. Максимальные значения составляют 0.0010, 0.0019, 0.0042 и 0.0025 в каналах А, В, С и D соответственно, и достигаются в районе медианного среднего потока. Эти величины хорошо коррелируют с относительным эффектом мерцаний $s_1^2 k_j$, приведенным в Табл. 1.

Распределение C_1 по величине очень близко к нормальному, см. Рис. 1, и доля вылетающих точек ниже -3σ составляет $0.1 \div 0.2\%$. Отмеченное положительное смещение статистики C_1 вполне достоверно, так как стандартное отклонение для выборочной медианы равно 0.0004. Поведение медиан подвыборок вполне объясняется влиянием звезд в диафрагме поля. Малые значения $\bar{F} = F_* + F_B$ реализуются только если блеск попавших звезд также мал, при большем потоке F_* точки измерений сдвигаются к середине. При большом фоне F_B , вклад звезд в C_1 (8) становится незаметным.

Чтобы увеличить различие между статистическим разбросом выборочного значения C_1 (т.е. уменьшить ошибку выборочной медианы) и вкладом звезд (положительным смещением), мы построили комбинированную статистику с участием измерений нескольких каналов. По данным Табл. 1 оказалось, что максимальный контраст достигается при использовании каналов В, С и D:

$$E[\bar{C}_1] = \frac{F_*^2}{F_* + F_B} (k_B s_{1B}^2 + k_C s_{1C}^2 + k_D s_{1D}^2). \quad (11)$$

Выигрыш не кардинален и оценивается нами как всего 25% по отношению к каналу С,

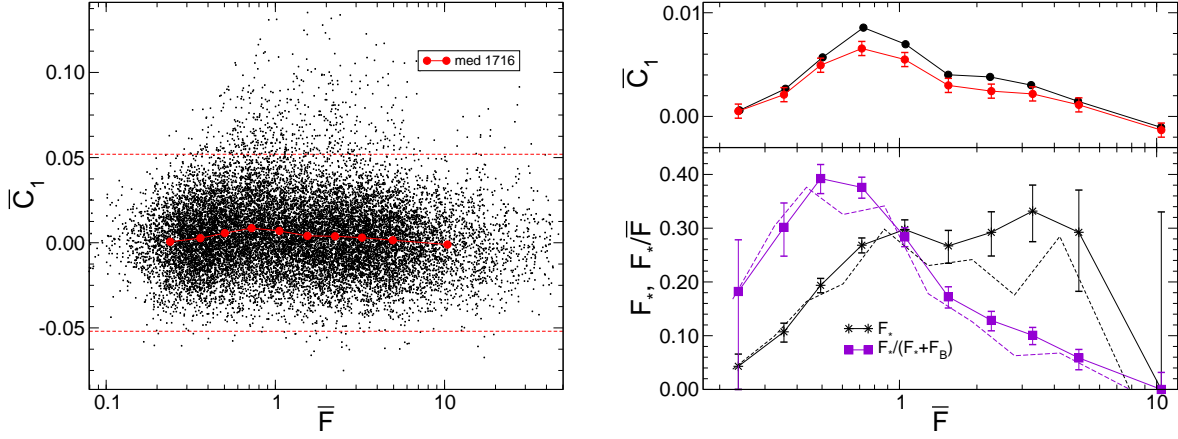


Рис. 3: Слева: Комбинированная статистика \bar{C}_1 в зависимости от среднего значения фона в канале D (черные точки). Общее число минутных измерений $\approx 17\,162$. Красные штриховые линии обозначают границы $\pm 3\sigma$ для соответствующей чисто пуассоновской статистики. Красные точки обозначают медианы 10-ти последовательных подвыборок. Справа сверху: Медианы 10-ти последовательных подвыборок из всего набора в 17 162 измерений (черные точки) и после отбрасывания вылетающих за границы измерений (красные точки). Указаны ошибки выборочных медиан для второго случая. Справа внизу: Поток звездной компоненты F_* в отсчетах (черные звездочки) и вклад этой компоненты в суммарное среднее $F_* + F_B$.

статистический разброс увеличивается в $\sqrt{3}$, а эффект мерцаний в 2.1 раза. Тем не менее дальнейший анализ выполнен по статистике \bar{C}_1 , представленной на Рис. 3. Принципиально картина не изменилась, доля измерений, вылетающих за 3σ составляет 3.5%, эти оценки явно могут быть отброшены, хотя они по-сути не меняют распределение фона по величине. По формуле (11) можно оценить, что для этих точек $F_*^2/(F_* + F_B) > 0.8$, что не позволяет определенно обнаружить присутствие звезд даже с $F_* \gg F_B$ если $F_* + F_B < 0.8$.

На Рис. 3 сверху в увеличенном масштабе показано поведение медиан последовательных подвыборок \bar{C}_1 всего набора и после отбрасывания вылетающих за границы доверительного интервала точек. Для измерений, находящихся в пределах $\pm 3\sigma$, эффект положительного смещения распределения \bar{C}_1 стал несколько меньше, на величину, сравнимую с ошибкой медианы.

В нижней части этого же рисунка показаны оценки медианного потока от звезд, вызывающих имеющееся смещение. С учетом ошибок можно сказать, что поток сначала возрастает (пока условие $F_* < \bar{F}$ является существенным), а потом фиксируется на постоянном уровне. Тем не менее, вклад звезд в измеренный сигнал является существенным, достигая доли 0.4 в максимуме. Однако этот максимум расположен не в начале распределения по величине фона и, следовательно, граница минимального фона неба практически не искажена вкладом света звезд.

С другой стороны, предельно темное небо наблюдается только в условиях хорошей прозрачности, когда все рассеивающие свет агенты, также ответственные за возможные вариации потоков, практически отсутствуют. Поэтому мы выбрали измерения фона, выполнен-

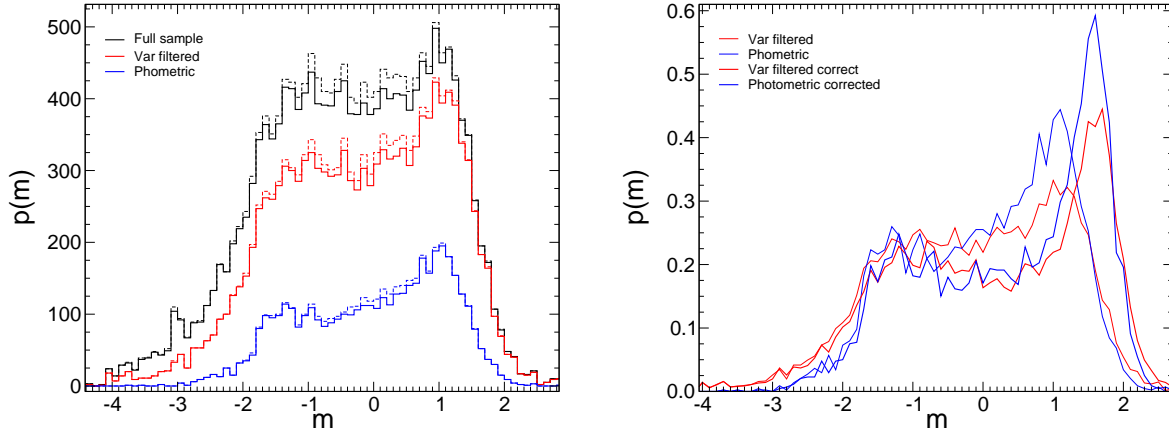


Рис. 4: Распределения среднего значения фона в канале D для разных выборок: весь набор данных 16 556 измерений (черные), с исключенными измерениями, показывающими вариацию потока внутри 10 с измерения (12 722 точек, красные), и выполненные при фотометрической погоде (4 390 точек, синие кривые). Штриховыми линиями показаны распределения измерений до селекции по статистике C_1 . Справа приведены распределения, скорректированные за вклад потоков от звезд (толстые линии) по сравнению с исходными распределениями (тонкие линии).

ные в периоды явной фотометрической погоды. Таких измерений оказалось немного, если фотометрическая погода при измерениях была в $\approx 50\%$, то в это время оказалось всего 4 566 измерений фона. Это объясняется логикой измерений, когда поток от звезды мал (присутствуют облака) осуществляется наведение на следующую программную звезду. И перед и после наведения измеряется фон.

Для выбранных измерений фона поведение медианы распределения статистики \bar{C}_1 не изменилось, более того смещение оказалось несколько большим, чем в случае всего набора измерений. Таким образом мы принимаем оценку вклада звездной компоненты в измеренную величину фона как достаточно достоверную и будем ее использовать в дальнейшем.

5 Распределение потока от фона по величине

Здесь мы будем анализировать распределения средних потоков в канале D для разных выборок измерений. Для удобства поток представлен в виде некоей относительной звездной величины $m = -1.086 \ln \bar{F}$. Выборки предварительно очищены от измерений с вылетающими значениями C_1 . Влияние вылетающих точек на распределение можно оценить по Рис. 4. Видно, что ни на правую, ни на левую границу распределений селекция по C_1 не влияет, проседает только средняя часть распределений, куда сдвигаются средние потоки при попадании в диафрагму слабых звезд.

Второе, по исключение измерений с переменным потоком значительно сильнее влияет на область с большим фоном, а подвыборка измерений при фотометрических условиях показывает уменьшение предельно яркого фона приблизительно в 3 раза по величине и

уменьшение доли больших значений фона. Это подтверждает большое влияние полупрозрачной облачности на измерения.

Статистическое рассеяние выборочной C_1 и его смещение из-за мерцаний — процессы независимые, поэтому в среднем все точки на Рис. 3, лежащие выше или ниже горизонтальной оси, смещаются вправо-вверх похожим образом. Естественно, точек с $C_1 > 0$ оказывается заметно больше. Так, например, для второй выборки это ≈ 6900 и ≈ 5800 соответственно. Мы проверили, что если разделить по условию C_1 выше или ниже локальной медианы, то число измерений в подгруппах примерно равно и их распределения по \bar{F} различаются слабо.

На Рис. 4 справа, вместе с нормированными распределениями для случаев II и III для этих же выборок приведены распределения, построенные после коррекции потоков в среднем на величину F_* из графика на Рис. 3. Для этого зависимость F_* от \bar{F} была аппроксимирована простой формулой $0.3(1 - \exp(-4x^2))$ и вычтена из текущего \bar{F} для всех точек. Видно, что левая граница (темное небо) стала значительно более резкой и пик для безлунного периода заметно вырос. Вторичный, более явный, пик на $m = -1$ соответствует почти полной Луне, что подтверждается если отложить фон в относительных звездных величинах как функцию доли синодического месяца.

6 Перевод в звездные величины

Часть фона неба формируется вне атмосферы Земли, часть — в атмосфере, поэтому при представлении измеренного сигнала принято использовать не заатмосферные звездные величины, а приведенные к зениту. Это предполагает наличие данных об атмосферной экстинкции в момент измерения. Для расчета звездных величин фона неба обычно используются следующие формулы:[5, 14, 15]

$$R = m_* + \alpha M(z) + 1.086 \ln F_*(z), \quad (12)$$

$$m_B(z) = R - 1.086 \ln F_B(z), \quad (13)$$

где R — инструментальная константа R (нуль-пункт), α — коэффициент экстинкции в данной фотометрической полосе, $M(z)$ воздушная масса находящейся на зенитном расстоянии z площадки измерения фона и близкой к ней звезды сравнения, m_* — её заатмосферная звездная величина, $m_B(z)$ — видимая звездная величина фона неба в данной точке неба, а $F_*(z)$ и $F_B(z)$ — инструментальные измеряемые потоки звезды и фона неба соответственно.

Эти формулы дают яркость ночного неба как она есть в данной точке неба. Приведение яркости фона к зениту требует модель распространения света в атмосфере, но в безлунное время можно использовать следующую простую зависимость:[16, 17]

$$m_B(z) = m_B(0) + \alpha(M(z) - 1) - 1.086 \ln(1 - f + fM(z)), \quad (14)$$

где $m_B(0)$ — звездная величина фона неба в зените, а f — доля фона неба формируемого в атмосфере, для полосы V в литературе повсеместно принимается $f = 0.6$ [18].

Формула (14) исходит из предположения, что атмосферная компонента фона неба формируется в оптически тонком однородном слое, в среднем выполняющемся. В фотометрической полосе MASS, единственная значимая линия ночного неба это линия кислорода OI

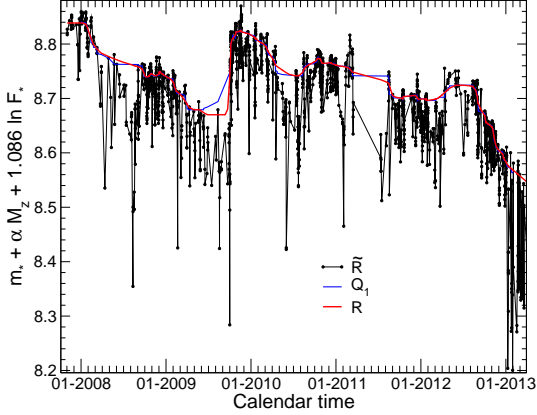


Рис. 5: Эволюция инструментальной константы R за период измерений ОТ. Черные точки — медианы непрерывных 1863 сегментов измерений программных звезд, выполненных при фотометрическом качестве неба. Синяя линия — бегущий первый квартиль Q_1 в окне 39 точек. Красная линия — сглаженная зависимость Q_1 представляющая инструментальную константу R .

(557.7 нм.), попадающая на край полосы. При своей наибольшей интенсивности в $750 R^1$ [19] эта линия дает не более 7% вклада в величину фона в данной фотометрической полосе, а типичный вклад составляет около 3%.

Наши измерения оптической турбулентности выполнялись при воздушных массах не более 1.3, медианное значение $M(z)$ для программных звезд, рядом с которыми измерялся фон, составляет 1.09. При этом вклад второго члена формулы (14) будет порядка $0^m.02$, а третьего — $-0^m.005$. Это дает нам право считать, что полученные звездные величины уже относятся к зениту.

В наших условиях аргумент логарифма в формуле (14) близок к 1, а значит, применяя разложение в ряд, можно заменить последний член формулы на $-1.086f(M(z) - 1)$, тогда два последних члена формулы в описываемых условиях комбинируются вместе. Это означает, что применяя регрессию формуле (14) мы не сможем достоверно определить параметр f , так как его влияние будет сильно зашумлено погрешностью оценки коэффициента экстинкции α . Одновременно с малостью члена этот факт является второй причиной, почему мы не сможем исследовать эффект поярчения к горизонту.

После получения значений инструментальной константы R для каждого измерения, звездная величина фона неба может быть непосредственно вычислена по формуле (13).

Затмосферные величины m_* части программных звезд в полосе прибора MASS MD09 были получены в [4], в дальнейшем, величины были определены и для остальных звезд. Одновременно для периода после октября 2009 были получены оценки коэффициента экстинкции α . Измерения фона с прибором MD41, несколько отличающимся от MD09 спектральной полосой, в звездные величины не переводились ввиду отсутствия точных заатмосферных величин и весь набор измерений несколько сократился до 11 580 оценок фона.

Инструментальная константа R связывает регистрируемый сигнал F_* с освещенностью

¹ $R = \frac{10^6}{4\pi} \text{ s cm}^{-2} \text{ srad}^{-1}$

на входном зрачке и обычно определяется чувствительностью детекторов и пропусканьем оптической системы. Ее вариации со временем связаны в основном с изменениями режимов работы ФЭУ и загрязнением коррекционной пластины. В нашем случае имеется еще один фактор: положение входного зрачка MASS на коррекционной пластине зависит от текущей юстировки телескопа. К сожалению, при фокусировке телескопа Meade RCX400 постепенно юстировка нарушается из-за наклона коррекционной пластины и вторичного зеркала из-за не синхронной работы фокусируемых моторов.

Для построения R мы не стали использовать определенные ранее коэффициенты экстинкции, а решили эту задачу статистическим способом. Исходя из формулы (12) вычислим величину

$$\tilde{R} = m_* + \tilde{\alpha}M + 1.086 \ln F_*, \quad (15)$$

где $\tilde{\alpha}$ — первый квартиль распределения экстинкции [4], тогда разность между этими величинами составит

$$\Delta R = R - \tilde{R} = (\alpha - \tilde{\alpha})M, \quad (16)$$

так как $M \approx 1$, то из формулы видно, что статистические свойства ΔR определяются статистическими свойствами α .

Все измерения были разделены на отдельные непрерывные сегменты, в каждом из сегментов измерялась какая-то одна программная звезда. Короткие сегменты (менее 25 мин) не рассматривались, длинные (более 120 мин) разделялись пополам на два сегмента. Среди всех сегментов отобраны такие, что полный размах ΔR внутри сегмента меньше $0^m.05$, это считалось критерием стабильной прозрачности. Таких сегментов оказалось 1863, включающих около 214 тысяч минутных измерений потоков. Медианы $[\tilde{R}]_i$ построенные по i -ому сегменту показаны на Рис. 5.

Сравнительно медленные вариации \tilde{R} вызваны изменением инструментальной константы, быстрые случайные обязаны вариациям экстинкции. При фиксированном значении $\tilde{\alpha}$, измерения, выполненные с лучшей прозрачностью (%25 точек), должны находиться выше кривой инструментальной константы R , а измерения при худшей прозрачностью (%75 точек) — ниже этой кривой, поэтому в качестве оценки R мы приняли бегущий первый квартиль $[\tilde{R}]_i$ в окне 39 точек, дополнительно скорректированный в районе резкого скачка в октябре 2009, вызванного первой чисткой коррекционной пластины и юстировкой телескопа. Видно, что в первые два года пропускание оптической системы ухудшилось примерно на 20%. Резкий спад в конце 2012 объясняется большим количеством пыли из-за аномально сухой осени и активного строительства обсерватории.

Периодические провалы \tilde{R} по отношению к R объясняются тем, что в летние периоды прозрачность систематически хуже. Число измерений летом невелико, так что даже большая неопределенность (заведомо меньшая $0^m.05$) в инструментальной константе не влияет на конечный результат. Определив инструментальную константу, мы можем получить оценки коэффициента экстинкции. Сравнение распределений этих оценок с распределением α из [4] показывает их близость.

Интегральный фон во всей диафрагме поля определяется по формуле 13. Статистические характеристики этих оценок фона для всего набора в 11 580 измерений приведены в Таблице 2. Приведенные данные подтверждают наши предварительные оценки о потенциальном вкладе света звезд при наведении в случайную область неба.

Таблица 2: Квартили Q_1 , Q_2 и Q_3 распределений интегрального фона в диафрагме поля прибора в звездных величинах.

Выборка	Q_1	Q_2	Q_3
Исходные измерения	7.47	8.50	9.48
С учетом вклада звезд	7.59	8.84	9.98
Луна над горизонтом	7.15	7.88	8.84
Луне ниже -5°	9.32	10.00	10.34

7 Яркость фона в фотометрической полосе MASS

На Рис. 6 показаны дифференциальные распределения яркости ночного неба в зените при фотометрических условиях, т.е. в отсутствие какой-либо облачности и стабильной прозрачности. Напомним, что площадь диафрагмы поля в приборе соответствует константе $11^m.5$ для перехода от интегральной яркости в диафрагме к яркости с 1 кв. угл.с.

О критериях условий можно спорить, мы выбирали те измерения фона, которые были выполнены непосредственно перед или после (максимальная разность по времени 5 минут) сегментов измерений звезд, отобранных нами для определения инструментальной константы. Таких измерений оказалось 4277. В принципе эти распределения похожи на кривые, приведенные на Рис. 4, справа. Видно, что значения фона в интервале блеска от 18^m до 20^m связаны с рассеянием Лунного света в атмосфере.

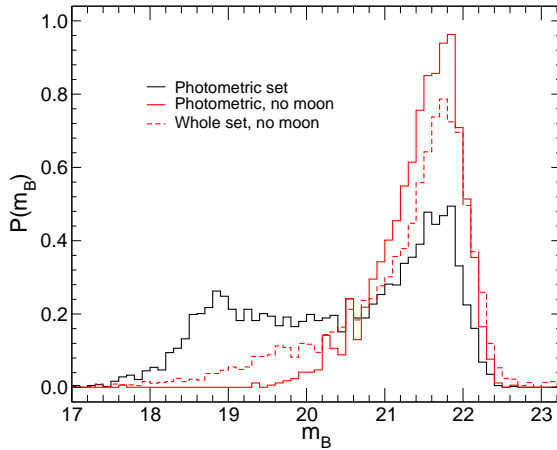


Рис. 6: Нормированные дифференциальные распределения яркости ночного неба. Черная кривая показывает распределение яркости фона при фотометрических условиях (4300 оценок). Распределение для безлунного времени показаны красной сплошной линией. Для сравнения красной штриховой показано распределение всех оценок фона тоже в безлунии.

В периоды, когда Луна находится под горизонтом (ее высота меньше -5°), распределение достаточно узкое, ширина его порядка 1^m . Наиболее вероятная величина яркости фона примерно $21^m.8$. Правая граница распределения (наиболее темное небо) расположена на $22^m.4$. Сравнение распределений для фотометрических условий и для полного набора

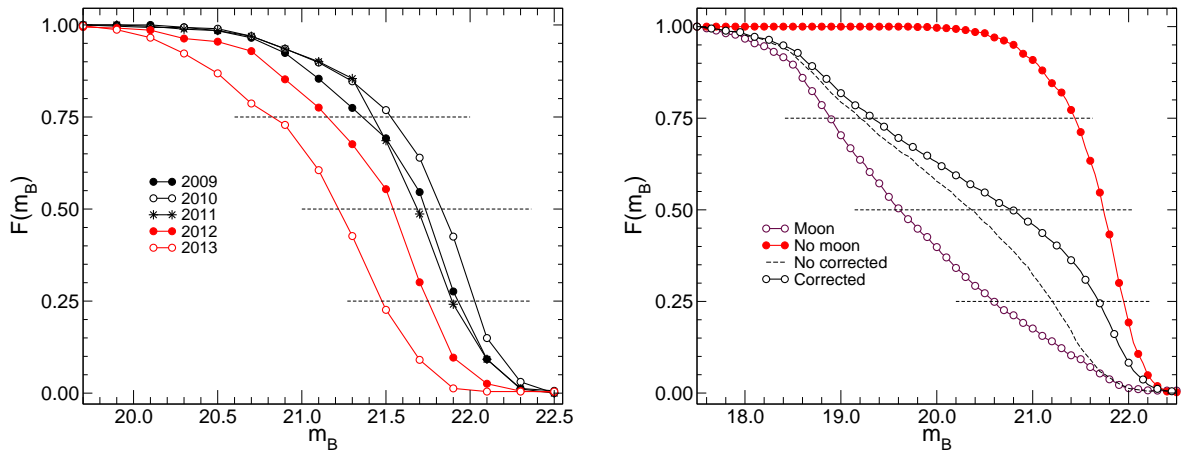


Рис. 7: Слева: Дополнительные кумулятивные распределения фона безлунного неба при фотометрических условиях по сезонам наблюдательной кампании. Справа: Дополнительные кумулятивные распределения яркости ночного неба при фотометрических условиях для безлунного периода (красная кривая), при луне над горизонтом (коричневая) и без учета луны (черная). Штриховая линия показывает распределение величин, не скорректированных за вклад звезд.

измерений показывает, что в целом они похожи, только распределение для полного набора содержит относительно большее число измерений ярче 21^m , что объясняется дополнительным рассеянием света от искусственных источников в условиях легкой облачности или дымки. Одновременно эта кривая показывает, что наблюдается некий избыток очень темного неба вследствие дополнительного поглощения в облаках.

Наши измерения покрывают период свыше 5 лет. Однако условия измерений не оставались постоянными. Особенное влияние на измерения фона ночного неба оказало начавшееся летом 2011 г сооружение башни 2.5 м телескопа в 40 м от АСМ. Летом 2012 с целью освещения монтажной площадки на вышке АСМ ниже площадки был установлен 500 Вт прожектор, который как правило не выключался из соображений безопасности.

Аналогично тому, как в [20] измерения разбивались по сезонам с 1 июля предыдущего года по 30 июня текущего, были изучены характеристики фона безлунного неба при фотометрических условиях. На Рис. 7 показаны дополнительные кумулятивные функции (вероятность иметь фон меньше какого-то значения) для пяти последовательных сезонов. Полный набор измерений не исследовался, так как в силу дрейфа нуля-пункта датчика облаков наблюдения в разные сезоны велись при несколько различных условиях облачности. Сезон 2008 имеет слишком мало измерений и не рассматривался.

Видно, что первые три сезона не различаются больше чем на $0^m.1$ от среднего и 25% квартиль соответствует $22^m.0$. Сезон 2012 уже показывает заметное поярчание фона примерно на $0^m.2$, а в сезон 2013 (с 1 июля 2012 по 17 января 2013) фон стал больше примерно на $0^m.5$. Поскольку после завершения монтажа световая дисциплина была восстановлена, измерения этих двух сезонов были исключены из итоговой статистики. Дополнительные кумулятивные распределения для разных подвыборок представлены на Рис. 7 справа. Значения квартилей этих распределений приведены в Табл. 3.

Таблица 3: Квартили Q_1 , Q_2 и Q_3 распределений яркости фона в спектральной полосе MASS в звездных величинах с квадратной секунды.

Выборка	Q_1	Q_2	Q_3
Без коррекции	21.20	20.37	19.20
С учетом вклада звезд	21.69	20.78	19.33
Луна над горизонтом	20.59	19.62	18.89
Луна под горизонтом	21.95	21.74	21.44

Возможно, поярчение фона ночного неба можно частично связать с тем, что в эти два сезона наблюдался максимум солнечной активности, зависимость от которой обсуждалась многими авторами [21, 5, 22]. Однако заметим, что полоса MASS, также как и полоса B, практически не включает в себя эмиссионные линии ночного неба.

Последняя строчка таблицы наиболее важна для “sky-limited” наблюдений. Межквартильный размах распределения яркости ясного безлунного неба составляет $0^m.51$ или 1.6 раза. Наиболее вероятное значение фона $21^m.85$ в спектральной полосе MASS.

8 Яркость фона в стандартной фотометрической системе

Яркость фона в полосе MASS можно экстраполировать в стандартные полосы $BVRI$, если известны соответствующие показатели цвета ночного неба. Для их оценки в безлунных условиях мы использовали спектры ночного неба, выложенные в свободный доступ ESO². Данные состоят из нескольких сотен спектров, полученных на обсерватории Параналь в 2000-х годах с прибором FORS1 [19] и представленных в абсолютных энергетических единицах. Для определения нуль-пунктов использовалось распределение энергии в спектре α Lyr из [23], величины которой были приняты равными нулю для всех полос, кроме полосы MASS, где α Lyr по соглашению имеет величину $0^m.05$ [4]. Интегрирование этих распределений энергии с кривыми реакции фотометрических полос позволяет определить звездные величины фона неба во всех полосах и, соответственно, показатели цвета $B - M$ и $M - V$, где M обозначает величину в полосе MASS. Значения приведены в Табл. 4.

Таблица 4: Широкополосные цвета безлунного ночного неба. Приведены значения и среднеквадратичные ошибки в звездных величинах.

	Показатель цвета	Число спектров
$B - M$	0.37 ± 0.04	127
$M - V$	0.66 ± 0.09	127
$B - V$	1.03 ± 0.12	127
$V - R$	0.77 ± 0.13	615
$V - I$	2.10 ± 0.20	615

²<http://www.eso.org/~fpatat/science/skybright/>

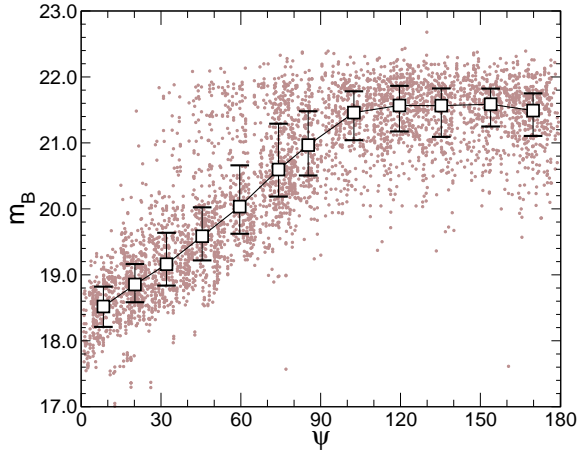


Рис. 8: Яркость ночного неба как функция фазового угла Луны при фотометрических условиях. Серые точки показывают ≈ 4300 измерений. Пустые квадратики с барями — медианные значения с первым и третьим квартилями последовательных подвыборок объемом 352.

Заметим, что вычисленные показатели цвета в стандартной системе довольно хорошо соответствуют многочисленным прямым определениям, сводка которых приведена, например, в [22], имея ввиду при этом, что в полосах V , R , I ³ заметный вклад вносят сильно переменные эмиссионные линии ночного неба. Полученные нами значения $B - M$ и $M - V$ использованы для оценок яркости безлунного неба в полосах B и V , приведенных в Табл. 5.

Для вычисления показателей цвета в условиях Луны использовался on-line сервис ESO [24], позволяющий синтезировать распределение энергии в спектре ночного неба. Показатели цвета $B - M$ и $M - V$ и другие были вычислены для текущего фазового угла, высоты Луны над горизонтом и расстояния до Луны от точки измерения фона. Результаты в виде кумулятивной функции вероятности изображены на Рис. 9, а значения квартилей приведены в Табл. 5.

Для вычисления показателей цвета в условиях Луны использовалась численная модель ESO [24], позволяющая синтезировать распределение энергии в спектре ночного неба для заданных фазового угла, высоты Луны над горизонтом и расстояния до Луны от точки измерения фона.⁴ По этим синтетическим спектрам, для реальных параметров измерения фона, были вычислены показатели цвета $B - M$ и $M - V$ и другие. Результаты экстраполяции наших измерений в стандартные фотометрические полосы изображены на Рис. 9 в виде кумулятивной функции вероятности, а значения квартилей приведены в Табл. 5.

9 Заключение

Результаты этой работы еще раз показывают, что при правильной организации наблюдений с прибором MASS, направленных в первую очередь на измерение мощности ОТ, возможно получение дополнительного объемного материала о фотометрических свойствах земной

³К тому же, полосы R и I плохо стандартизованы.

⁴Модель доступна как веб-сервис по адресу: <https://www.eso.org/observing/etc/skycalc/skycalc.htm>

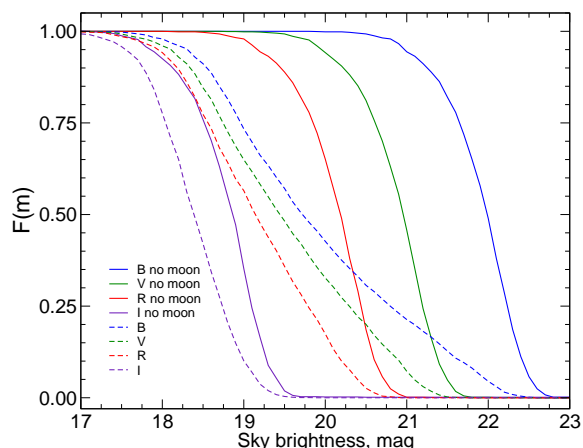


Рис. 9: Кумулятивная вероятность наблюдать яркость ночного неба слабее заданной величины для полос B (синие кривые), V (зеленые), R (красные) и I (фиолетовые) в безлунное время (сплошные кривые) и при Луне (штриховые кривые). Используются данные, полученные при фотометрических условиях.

Таблица 5: Квартили Q_1 , Q_2 и Q_3 распределений яркости фона в фотометрических полосах B , V , R и I в безлунные ночи и при Луне. Значения даны в звездных величинах с квадратной секунды.

Полоса	Луна под горизонтом			Луна над горизонтом		
	Q_1	Q_2	Q_3	Q_1	Q_2	Q_3
B	22.23	21.99	21.67	20.80	19.72	18.96
V	21.20	20.96	20.67	20.30	19.45	18.75
R	20.43	20.19	19.85	19.79	19.16	18.56
I	19.10	18.86	18.52	18.73	18.39	18.04

атмосферы. Заметим, что специально задача мониторинга фона ночного неба нами не ставилась, поэтому приведенные результаты обладают значительной неполнотой, препятствующей построению полной модели лунного фона для нашей обсерватории. В первую очередь потому, что подавляющая часть наших измерений выполнена вблизи зенита, причем измерения фона ближе 30° к Луне вообще не выполнялись.

Еще раз подчеркнем, что наши индивидуальные измерения фона неба отягощены вкладом света звезд и могут быть использованы только как самые грубые оценки. Тем не менее, полученные после учета этого вклада статистические характеристики яркости ночного неба хорошо согласуются с опубликованными данными для различных обсерваторий и могут быть использованы как основа для оценки общей эффективности места установки 2.5 м телескопа ГАИШ МГУ и для планирования конкретных наблюдательных задач.

При проведении новых кампаний измерений ОТ с прибором MASS можно дополнительно оптимизировать измерения фона, чтобы ценой небольших дополнительных затрат получить более представительные и точные результаты. Из приведенных в разделе 2 формул можно увидеть, что условие обнаружения лишнего звездного света улучшается при увели-

чении полного времени измерений фона, увеличении продолжительности микроэкспозиции, размера эффективной входной апертуры и эффективности прибора.

Увеличение микроэкспозиции приводит к уменьшению временной ковариации, что нивелирует возрастание отсчетов. Время измерений теоретически можно увеличивать безгранично, но практически вряд ли целесообразно делать его больше 40 с. Наиболее сильным фактором является квантовая эффективность детекторов, а также объединение потоков четырех каналов MASS с учетом их взаимной корреляции.

Большое значение имеет выбор места на небе, где будет измеряться фон. При ограниченном списке программных звезд для измерения ОТ, достаточно заранее выбрать площадки требуемого размера, свободные от звезд ярче 12^m . Проведение специализированных измерений фона по всему небу позволит накопить данные для построения полноценной модели фона. Такой подход входит в противоречие с главной целью измерений с прибором MASS/DIMM, поэтому требуется разумный компромисс, также как и в случае измерения атмосферной экстинкции.

Список литературы

- [1] V. Kornilov, A. Tokovinin, N. Shatsky, O. Voziakova, S. Potanin, and B. Safonov. Combined MASS-DIMM instruments for atmospheric turbulence studies. *MNRAS*, 382:1268–1278, December 2007.
- [2] A. Tokovinin, V. Kornilov, N. Shatsky, and O. Voziakova. Restoration of turbulence profile from scintillation indices. *MNRAS*, 343(3):891–899, August 2003.
- [3] A. Tokovinin and V. Kornilov. Accurate seeing measurements with MASS and DIMM. *MNRAS*, 381:1179–1189, November 2007.
- [4] O. V. Voziakova. Atmospheric transparency over Mount Shatdzhatzmaz in the optical and near-infrared ranges. *Astronomy Letters*, 38:271–279, April 2012.
- [5] K. Krisciunas. Optical Night-Sky Brightness at Mauna Kea over the Course of a Complete Sunspot Cycle. *PASP*, 109:1181–1188, October 1997.
- [6] C. Leinert, P. Vaisanen, K. Mattila, and K. Lehtinen. Measurements of sky brightness at the Calar Alto Observatory. *Astronomy and Astrophysics, Supplement*, 112:99, July 1995.
- [7] K. Mattila, P. Vaisanen, and G. F. O. V. Appen-Schnur. Sky brightness at the ESO La Silla Observatory 1978 to 1988. *Astronomy and Astrophysics, Supplement*, 119:153–170, October 1996.
- [8] C. W. Allen. *Astrophysical quantities*. 1973.
- [9] V. Kornilov. Effects of dead time and afterpulses in photon detector on measured statistics of stochastic radiation. *Journal of the Optical Society of America A*, 31:7, January 2014.
- [10] Ramalingam Shanmugam. Correlation between the sample mean and sample variance. *Journal of Modern Applied Statistical Methods*, 7(2):6, 2008.
- [11] В. Корнилов. Фильтрация фона и его аппроксимация при обработке измерений MASS. Notes, Sternberg Astronomical Institute, March 2010.

- [12] Maurice S Bartlett. On the theoretical specification and sampling properties of autocorrelated time-series. *Supplement to the Journal of the Royal Statistical Society*, pages 27–41, 1946.
- [13] G. M. Jenkins and D. G. Watts. *Spectral analysis and its applications*. London: Holden-Day, 1969.
- [14] S. F. Sánchez, J. Aceituno, U. Thiele, D. Pérez-Ramírez, and J. Alves. The Night Sky at the Calar Alto Observatory. *PASP*, 119:1186–1200, October 2007.
- [15] S. F. Sánchez, U. Thiele, J. Aceituno, D. Cristobal, J. Perea, and J. Alves. The Night Sky at the Calar Alto Observatory II: The Sky at the Near-infrared. *PASP*, 120:1244–1254, November 2008.
- [16] R. H. Garstang. Night-sky brightness at observatories and sites. *PASP*, 101:306–329, March 1989.
- [17] M. Pedani. Sky surface brightness at Mount Graham II. First JHKs science observations with the Large Binocular Telescope. *New Astronomy*, 28:63–69, April 2014.
- [18] F. E. Roach and A. B. Meinel. Nightglow Heights : a Reinterpretation of Old Data. *The Astrophysical J*, 122:554, November 1955.
- [19] F. Patat. The dancing sky: 6 years of night-sky observations at Cerro Paranal. *Astronomy and Astrophysics*, 481:575–591, April 2008.
- [20] V. Kornilov, B. Safonov, M. Kornilov, N. Shatsky, O. Voziakova, S. Potanin, I. Gorbunov, V. Senik, and D. Cheryasov. Study on Atmospheric Optical Turbulence above Mount Shatdzhatzmaz in 2007-2013. *PASP*, 126:482–495, May 2014.
- [21] M. F. Walker. The effect of solar activity on the V and B band sky brightness. *PASP*, 100:496–505, April 1988.
- [22] F. Patat. UBVRI night sky brightness during sunspot maximum at ESO-Paranal. *Astronomy and Astrophysics*, 400:1183–1198, March 2003.
- [23] D. S. Hayes. Stellar absolute fluxes and energy distributions from 0.32 to 4.0 microns. In D. S. Hayes, L. E. Pasinetti, and A. G. D. Philip, editors, *Calibration of Fundamental Stellar Quantities*, volume 111 of *IAU Symposium*, pages 225–249, 1985.
- [24] A. Jones, S. Noll, W. Kausch, C. Szyszka, and S. Kimeswenger. An advanced scattered moonlight model for Cerro Paranal. *Astronomy and Astrophysics*, 560:A91, December 2013.