

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.12.14>

УДК: 521.98

ОЖИДАЕМАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЕВРАЗИЙСКИХ СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ ТЕЛЕСКОПОВ (ESMT) В ФОКУСЕ КАССЕГРЕНА В ДИАПАЗОНЕ 1-3 ММ

В.Б. Хайкин, Г.А. Макоев

**Специальная астрофизическая обсерватории РАН, Санкт-Петербургский филиал
196140, Санкт-Петербург, Пулковское шоссе, 65**

Статья поступила в редакцию 17 октября 2024 г.

Аннотация. В работе дана оценка атмосферных ограничений и абберационных потерь эффективности ESMT в фокусе Кассегрена в диапазоне 1-3 мм. Показано что радиояркие температуры сухой и влажной атмосферы могут отличаться на порядок и составлять $T_b = 42 \text{ К} / 69 \text{ К}$ на волне 3 мм / 2 мм при $PWV = 5 \text{ мм}$, что становится критичным для чувствительности крио-радиометров. Все абберационные потери ESMT на волне 1-3 мм в поле зрения $FOV = \pm 15'$ не превышают 2% кроме кривизны поля изображения (КПИ). Ожидаемые потери от КПИ на волне 3 мм / 2 мм / 1 мм для плоской матрицы при диаметре контр-рефлектора $d = 2.5 \text{ м}$ составляют 10% / 20% / 90%, а сама КПИ может достигать 17 мм на краю поля изображения. Для того чтобы скомпенсировать КПИ фазовые центры рупоров матрицы нужно расположить по поверхности Петцваля, которая имеет отклонение от плоскости 2 мм на краю поля изображения. Методом прямого интегрирования апертурного рассчитаны одиночные и многолучевые диаграммы направленности ESMT в диапазоне 2 мм и 3 мм для двумерной и бюджетной двухрядной матрицы приемных элементов в фокусе Кассегрена. С их помощью получены реалистичные ожидаемые

изображения диска Солнца с компактными источниками и активными областями.

Ключевые слова: субтерагерцовый телескоп, поле зрения, многолучевая диаграмма направленности, пропускание атмосферы, абберрационная эффективность.

Финансирование: Работа выполнена в рамках государственного задания САО РАН, утвержденного Министерством науки и высшего образования Российской Федерации.

Автор для переписки: Хайкин Владимир Борисович, vkhstu@mail.ru

Введение

Научные задачи крупного одиночного мм/суб-мм телескопа, каким является телескоп 20 м класса, включают: изучение звездообразования во Вселенной, поиск новых химических соединений, включая органические молекулы в космосе, поиск первичных (космологических) молекул в ранней Вселенной, исследование эффекта Сюняева-Зельдовича в скоплениях галактик, поляризацию реликтового излучения и спектральные искажения реликтового излучения после рекомбинации и до эпохи реионизации («Темные века») [1]. Возможность наблюдений Солнца в субтерагерцовом диапазоне волн предусмотрена в российском сегменте проекта ESMT [2]. Это, в частности, позволит в кооперации с другими радиотелескопами СМ и мм диапазонов, на которых идут программы изучения солнечной плазмы с высоким пространственным разрешением и поляризацией (РАТАН-600, ALMA) изучать квазипериодические колебания вспышечных плазменных структур [3]. Необходимость кооперации радиорефлекторов и радиоинтерферометров (радиогелиографов) при изучении солнечной плазмы обсуждается в работе [4].

Оптимальные диапазоны работы Eurasian SubMM Telescopes (ESMT) [1] в РФ и Узбекистане 100-350 ГГц, на Тибете – 100-1500 ГГц, достижимое поле зрения в режиме предельной чувствительности составляет 10'x10'. Как показало механическое и тепловое моделирование, выполненное в EIE Group, диаметр

антенны ALMA для проекта ESMT можно увеличить до 15 м применив масштабирование конструкции, но, чтобы увеличить диаметр антенны до 21 м требуется оптимизация оптической схемы и ферменного каркаса телескопа [5]. Для реализации достаточно широкого поля зрения $10' \times 10'$ предложено применить многоволновые (многоцветные) KID матрицы предельной чувствительности с числом пикселей 104 [6]. Выполненное оптическое моделирование показало, что с третичной оптикой в составе двух / трех асферических зеркал достижимо число Штреля 0.6 / 0.9 на волне 0.86 мм на краю поля зрения $10' \times 10'$ [2]. Коэффициент увеличения $m = 3$ такой антенной системы является оптимальным для согласования поля изображения с максимальным физическим размером матрицы KID камеры 125x125 мм и снижения в нем aberrаций, включая кривизну поля изображения (КПИ). Это дает дифракционное изображение точечного источника, расположенного в дальней зоне телескопа с радиусом диска Эйри $r = 3.1$ мм на волне 0.86 мм. Для волн короче 0.86 мм предложено применить более сложную оптическую систему с двумя асферическими зеркалами и корректирующей линзой из полимерного материала (полиметилпентен, ZEONEX и т.п.) или монокристаллического высокоомного кремния с полимерным просветляющим покрытием.

Ранее в работе [7] с использованием подхода Рузе-Лэмба [8] показано что оптимальное поле зрения ESMT в фокусе Кассегрена в режиме максимальной эффективности, когда aberrационные потери не превышают 1-2% составляет $\pm 10'$. Ниже рассмотрим возможность расширения поля зрения ESMT до $\pm 15'$ для задачи быстрого картографирования дисков Солнца, Луны и других протяженных источников. Для оценки эффективности такого режима работы рассмотрим атмосферные ограничения, возможные aberrационные потери эффективности, выполним моделирование многолучевых ДН ESMT и ожидаемых изображений Солнца.

1. Атмосферные ограничения

Наблюдения в мм диапазоне требуют высокой радиопрозрачности атмосферы, которая вдали от кислородных линий поглощения главным образом определяется осажденным водяным паром и капельной водой облаков.

Ожидаемые радиояркие температуры атмосферы $T_{b\lambda}$ на интересующей нас волне λ под зенитным углом Z можно определить как:

$$T_{b\lambda} = [1 - e^{-\tau_{\lambda} \sec Z}] T_{eff} + 2.73 e^{-\tau_{\lambda} \sec Z}. \quad (1)$$

Откуда можно найти оптическую толщину:

$$\tau_{\lambda} = \frac{1}{\sec Z} \ln \frac{\left(\frac{T_b}{T_{eff}} - 1\right)}{\left(\frac{2.73}{T_{eff}} - 1\right)}, \text{ где } T_{eff} = \frac{1}{h} \int_0^h T(h) dh. \quad (2)$$

В работе [9] с помощью обработки 8718 зондовых профилей на территории США в диапазоне широт 27° - 65° с. ш. и диапазоне высот 0-1.6 км получена простая линейная регрессия для эффективной термодинамической температуры атмосферы $T_{eff} \approx 70.2 + 0.72 T_s$ с среднеквадратичным отклонением 4.74 К, что дает относительную ошибку 2% и в самых худших условиях приведет к ошибке определения PWV из-за использования усредненных профилей температуры и влажности, не превышающей 5%, что можно проверить по ре-анализу Era-5 [10].

Интегральную оптическую толщину τ и удельные коэффициенты поглощения атмосферы можно определить как [11]:

$$\tau_{\lambda} = \alpha(\lambda) \cdot \exp(-h/h_0) + \beta(\lambda) \cdot PWV + \gamma(f) \cdot Q^*, \quad (3)$$

$$\alpha(\lambda) = \frac{\tau_{O_2}(\lambda, h)}{\exp(-h/h_0)}, \beta(f) = \frac{\tau_{H_2O}(\lambda, h)}{\int_h^{h_0} W(h) dh}, \gamma(f) = \frac{\tau_Q(f, h)}{\int_{h_1}^{h_2} Q(h) dh}, \quad (4)$$

где τ_{H_2O} – оптическая толщина паров воды [Нп], τ_{O_2} – оптическая толщина кислорода [Нп], τ_Q – оптическая толщина капельной воды [Нп], h – высота над уровнем моря (км), h_0 – характеристическая высота кислорода = 5.3 (км), $h_2 - h_1 = L$ – толщина облака, PWV – количество осаждаемой воды (мм), $W(h)$ – высотный профиль влажности, $Q(h)$ – высотный профиль водности облака, α - сухая часть поглощения на уровне моря определяемая в основном

кислородом (N_p), β – удельное поглощение в парах воды [$N_p / \text{мм}$]. Коэффициенты удельного поглощения в кислороде α , β и в жидко-капельной воде γ [$N_p \text{ кг} / \text{м}^2$] быстро растут с увеличением частоты [11]. Вклад атмосферного кислорода в оптическую толщину ясной атмосферы в диапазоне 2 и 3 мм в континууме (вне линий кислорода и водяного пара) соизмерим с вкладом водяного пара только при $PWV \leq 0.5$ мм. При $PWV \geq 4$ мм вклад кислорода в оптическую толщину ясной, а тем более облачной атмосферы в несколько раз меньше вклада водяного пара. Кроме того, оптическая толщина атмосферного кислорода легко рассчитывается и главным образом зависит от давления и высоты места.

На рис. 1 приведены графики ожидаемой радиояркой температуры ясного неба в зените T_b от PWV на высоте 2000 м для сухой и влажной ясной атмосферы на волне 3 мм и 2 мм для зимы w (-20°C) и лета s ($+20^\circ\text{C}$) (слева). Коэффициенты α и β для расчета T_b взяты из работы [12]. Из рис. 1 видно что радиояркие температуры сухой и влажной атмосферы могут отличаться на порядок и составляют $T_b = 42 \text{ К} / 69 \text{ К}$ на волне 3 мм / 2 мм при $PWV = 5$ мм, что является верхним пределом PWV для эффективных наблюдений в 3 мм / 2 мм диапазоне, поскольку в этом случае потери сигнала в атмосфере составят $\approx 15\% / 25\%$ и T_b становится критичной для чувствительности крио-радиометров и может приводить к их насыщению.

Зависимость удельных коэффициентов поглощения от высоты изучалась в работе [11], она достаточно медленная, но на частотах выше 150 ГГц ее необходимо учитывать. Зависимость коэффициентов α и β от высоты на частоте 225 ГГц для зимы, полученная с помощью модели НИТ / Pardo приведена на рис. 1 (справа). Рассчитанное с их помощью пропускание ясной атмосферы t ($\lambda = 225 \text{ ГГц}$) = $e^{-\tau}$ приведено в табл. 1. Как видно из табл. 1, на частоте 225 ГГц пропускание атмосферы еще приемлемо и составляет не менее 75% для высоты 2000 м и $PWV = 5$ мм.

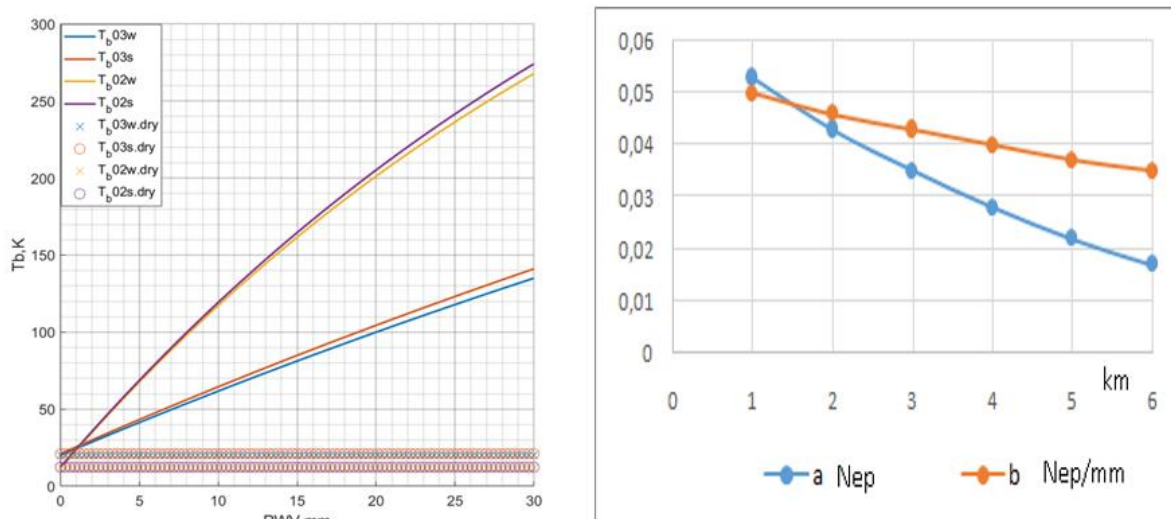


Рис. 1. Расчетные радиояркостные температуры ясной атмосферы T_b в зените на волне 3 мм и 2 мм (слева), зависимость удельных коэффициентов поглощения с высотой полученная по модели НИТ / Pardo на частоте 225 ГГц (справа).

Таблица 1.

PWV, мм \ H, м	0,5	1,0	2,0	5,0	10,0	20
0	91,1	88,7	84,1	70,7	54,6	31,8
1000	92,4	90,2	85,8	73,8	57,5	34,9
2000	93,6	91,5	87,4	76,1	60,5	38,2
3000	94,4	92,5	88,6	77,8	62,8	40,8
4000	95,3	93,3	87,9	79,6	65,1	43,7
5000	96,3	94,3	90,8	81,3	67,5	46,6
6000	96,6	94,9	91,6	82,5	69,2	48,8

Табл. 1 отражает рост пропускания $t(\lambda)$ с высотой вследствие падения удельных коэффициентов поглощения. Однако PWV также зависит от высоты и экспоненциально уменьшается с высотой, по крайней мере, для данного района от долины к вершине горы [13] в условии отсутствия внешних притоков влаги в период циклонов. Для разных районов и сайтов зависимость от высоты будет более сложной, поскольку у них разная характеристическая высота паров воды H_0 в зените, на которой влажность воздуха падает в e раз, что нужно учитывать при сравнении. Еще более сложная ситуация возникает в случае высокогорного плато, где H_0 уменьшается, но ее относительные сезонные вариации обычно

возрастают. Как показано в работе [14], экспоненциальный закон изменения PWV с высотой:

$$PWV = PWV_0 e^{-\Delta H/H_0}, \quad (5)$$

там также работает по крайней мере для близко расположенных (в пределах 8 км) сайтов. В работе [15] показано, что для пяти сайтов, расположенных на высоте от 2290 м до 4500 м в Чили, Мексике и на Гавайях (Mauna Kea), которые рассматривались для размещения ТМТ, зависимость медианного PWV [мм] от высоты аппроксимируется экспонентой вида: $PWV(z) = 12 \exp[-z(\text{км}) / 2.3 \text{ км}]$. Конкретные медианные значения PWV для сайтов, расположенных на минимальной и максимальной высоте, составили 4.7 мм (2290 м) и 1.8 мм (4500 м). Таким образом, высота является важным фактором снижения оптической толщи сайта для суб-мм телескопа. Кроме того, не следует забывать о снижении температуры с высотой на 6 градусов за 1 км и сильной зависимости абсолютной влажности АН (H) от температуры. Однако следует помнить и о том, что относительная влажность RH, от которой также зависит АН, далеко не всегда падает, а иногда и растет с высотой в горах, где RH больше определяется специфическим горным климатом, чем высотой сайта. В горах RH в значительной степени зависит от высоты формирования облачности, силы и направления ветра, температурной инверсии, количества выпадающих осадков, испаряемости подстилающей поверхности и др. факторов.

Указанные особенности горного климата размывают картину и делают зависимость оптической толщи τ от высоты в реальных условиях не столь однозначной. Это же относится к удельным коэффициентам поглощения, от которых линейно зависит τ . Но чем выше частота, больше оптическая толщина τ и ниже пропускание атмосферы $t(\lambda)$ тем лучше должна проявляться зависимость удельных коэффициентов поглощения от высоты. Поэтому нами выбрана частота 225 ГГц, на которой указанная зависимость становится заметной не только в расчетах, но и в эксперименте при этом данный диапазон находится в третьем окне прозрачности суб-ТГц диапазона и широко используется для наблюдений, как одиночными телескопами, так и интерферометрами (ЕНТ).

Для нахождения оптической толщи атмосферы радиометрическим способом необходимо как следует из (2) измерить радиояркость температуру атмосферы T_b в Кельвинах что требует абсолютной калибровки радиометров. Специфика радиометрических измерений атмосферы состоит в том, что радиометр с рупором измеряет шумовую температуру системы, состоящей из самого приемника, рупора, атмосферы и космоса:

$$T_{sys1} = T_{rad} + T_{horn} + T_b + 2.73K. \quad (6)$$

Если радиометр накрыть чернотельной нагрузкой (АЧТ), то температура системы изменится:

$$T_{sys2} = T_{rad} + T_{load}. \quad (7)$$

Тогда

$$T_{rad} = T_{sys2} - T_{load}. \quad (8)$$

Для получения T_{sys} в Кельвинах нужно сделать калибровку радиометра нагрев чернотельную нагрузку, например, с 25 °С до 55 °С и зная T_{load} при 25 °С (по лабораторным измерениям с крио и теплой нагрузкой) получим $T_b + T_{horn}$:

$$T_b + T_{horn} = T_{sys1} - T_{sys2} + T_{load} - 2.73 K. \quad (9)$$

Считая шумовую температуру рупора с низким рассеянием близкой к нулю, получим T_b .

Первые пробные абсолютные измерения T_b в зените двумя независимыми радиометрами на волне 3 мм в условиях ясного неба в районе расположения БГА и на радиотелескопе РАТАН-600 в августе 2024 г (рис.2) показали высокую повторяемость и сходимость значений T_b [16].

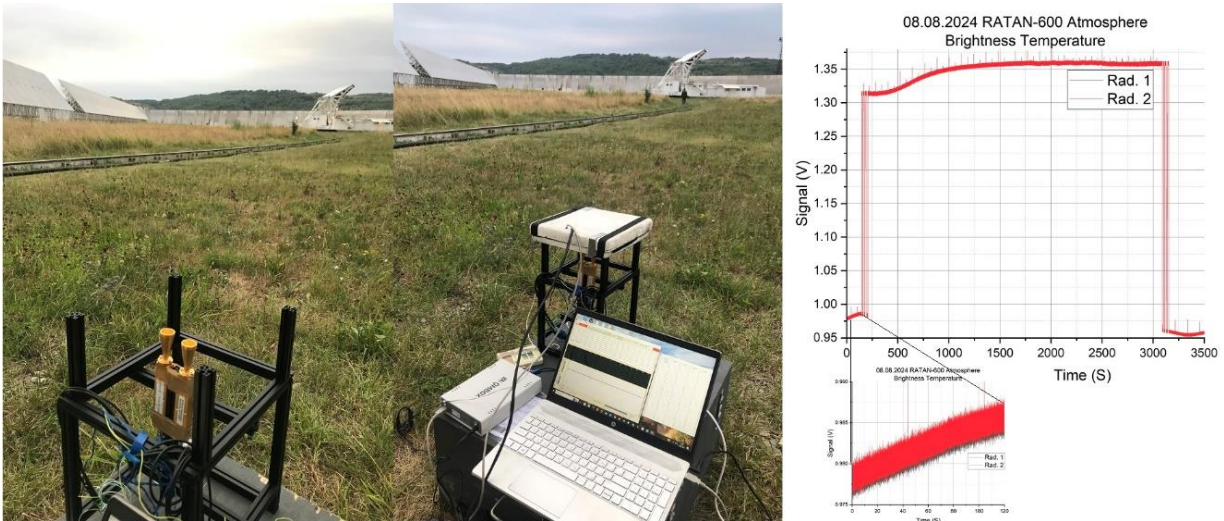


Рис. 2. Процесс измерений T_b с калибровкой двумя радиометрами 3 мм диапазона на радиотелескопе РАТАН-600 8.08.2024 (слева), результат измерений T_b с калибровками (справа), полученные в начале измерений значения $T_{b1} = 58.1$ К, $T_{b2} = 58.9$ К, $\Delta T_b = 0.8$ К.

Рассчитанные по формулам (6-9) радиояркие температуры и оптические толщины облачной атмосферы в зените на высоте 2000 м на волне 3 мм и 2 мм представлены на рис.3-4.

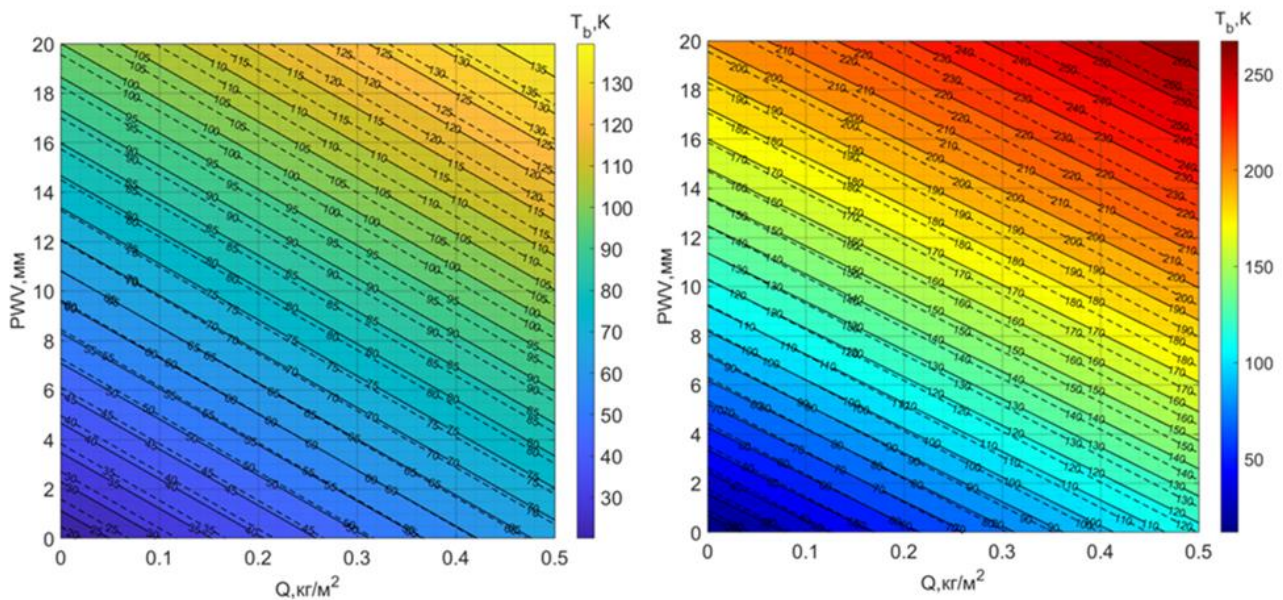


Рис. 3. Расчетные радиояркие температуры облачной атмосферы в зените на волне 3 мм (слева) и 2 мм (справа) для зимы (-20 °С) – сплошная линия и для лета ($+20$ °С) – штриховая линия, Q – водозапас облаков.

Коэффициенты α , β и γ для высоты 2000 м взяты из работы [12].

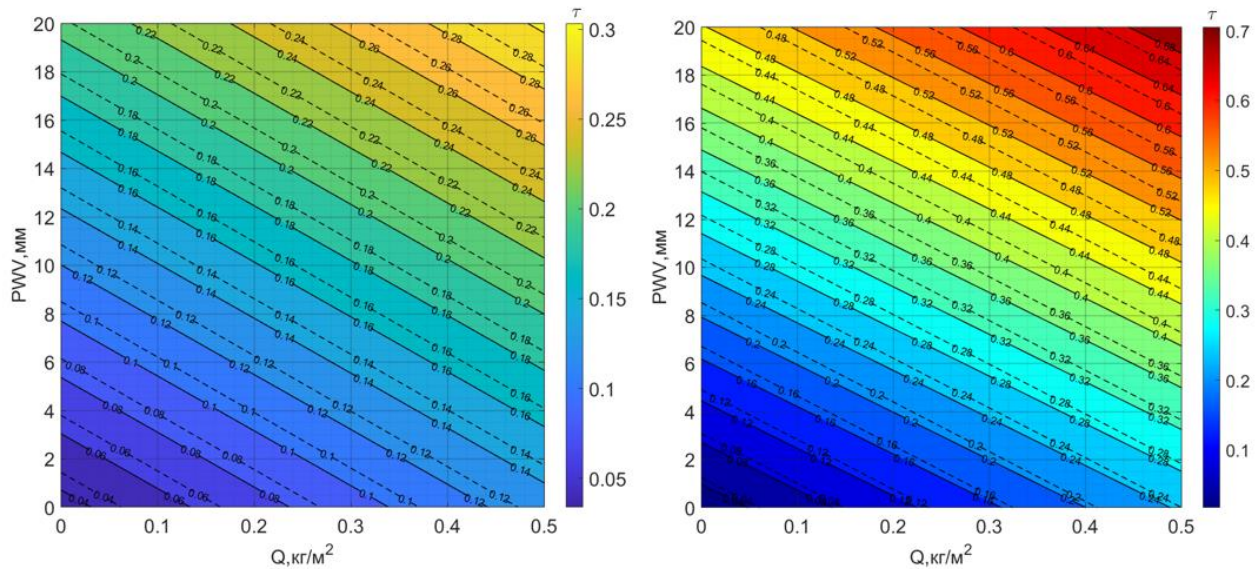


Рис. 4. Расчетные оптические толщины облачной атмосферы в зените на волне 3 мм (слева) и 2 мм (справа) для зимы ($-20\text{ }^{\circ}\text{C}$) – сплошная линия и для лета ($+20\text{ }^{\circ}\text{C}$) – штриховая линия, Q – водозапас облаков.

Как видно из рис. 3 T_b быстро достигает 50 К / 100 К в облачной атмосфере на волне 3 мм / 2 мм, что весьма критично для криогенных матричных систем предельной чувствительности. Наибольшую опасность для короткого мм диапазона представляет облачность нижнего яруса (до 2 км) с высоким водозапасом Q при положительных температурах, т.е. в основном летом. Кроме того, нельзя забывать о флуктуациях радиояростной температуры облачной атмосферы, приводящей к снижению чувствительности телескопа и достигаемого на нем отношения $C / \text{Ш}$. По оценкам работы [17] речь идет о значительном шуме с СКО $\sim 0.3\text{ К}$ на интервале 100 сек, что на 2-3 порядка выше чувствительности современных крио-приемников в режиме полной мощности и, как минимум, потребует диаграммной модуляции для снижения вклада облачной атмосферы в процессе таких наблюдений. Поэтому наблюдения в коротко-мм диапазоне требуют хороших астроклиматических условий, включающих высокую радиопрозрачность атмосферы в мм диапазоне волн, низкую общую облачность и оптическую турбулентность.

2. Оценка абберационных потерь эффективности ESMT в многолучевом режиме работы

Ожидаемые потери эффективности ESMT вследствие рассеяния на отражающей поверхности главного и вторичного зеркал в диапазоне 1 мм не превысят 1-2%, большие потери в матричном режиме работы ESMT могут дать полевые абберации. Оценить потери эффективности в следствие основных видов аббераций можно используя оптический подход, предложенный в работе [18]. В этом случае формулы для нахождения абберационных потерь имеют вид:

$$\text{Астигматизм: } \Delta\eta_{ast} = \left(\frac{\pi D^3}{16 M f d \lambda} \right)^2 \alpha^4, \quad (10)$$

$$\text{Кома: } \Delta\eta_{ast} = \frac{1}{2} \left(\frac{\pi D^3}{96 M^2 f^2 \lambda} \right)^2 \alpha^4, \quad (11)$$

$$\text{Кривизна: } \Delta\eta_{ast} = \frac{1}{3} \left(\frac{\pi D^3}{16 f d \lambda} \right)^2 \alpha^4, \quad (12)$$

где D – диаметр главного зеркала, f – фокусное расстояние, d – диаметр вторичного зеркала, M – увеличение оптической системы, $\alpha = R_f / F$ – сдвиг луча от оси, $F = M * f$.

На рис. 5 приведены абберационные потери эффективности ESMT при боковом выносе облучателя из фокуса Кассегрена на волне 1-3 мм, рассчитанные с помощью оптического подхода для решеток облучателей, в частности, Кома, Астигматизм и Кривизна Поля Изображения (КПИ) в поле зрения $FOV = \pm 15'$. Из рис. 5 видно, что все абберационные потери на волне 1-3 мм в $FOV = \pm 15'$ не превышают 2% кроме КПИ. Потери от КПИ на волне 3 мм / 2 мм / 1 мм для плоской матрицы составляют 10% / 20% / 90%, а сама КПИ может достигать 17 мм на краю поля изображения. Для того чтобы скомпенсировать КПИ фазовые центры рупоров матрицы нужно расположить по поверхности Петцваля [19], радиус которой в двухзеркальной системе определяется диаметром контр-рефлектора $d R_{Petz} = d F / D$. Для $d = 2.5$ м $R_{Petz} \sim 0.4d = 1$ м что дает отклонение от плоскости более 2 мм на краю поля изображения. Если на волне 3 мм потерями от КПИ еще можно пренебречь, а на волне 2 мм с ними можно смириться на

волне 1 мм необходимо расположить рупора матрицы по поверхности Петцваля, чтобы избежать потерь эффективности до 90%.

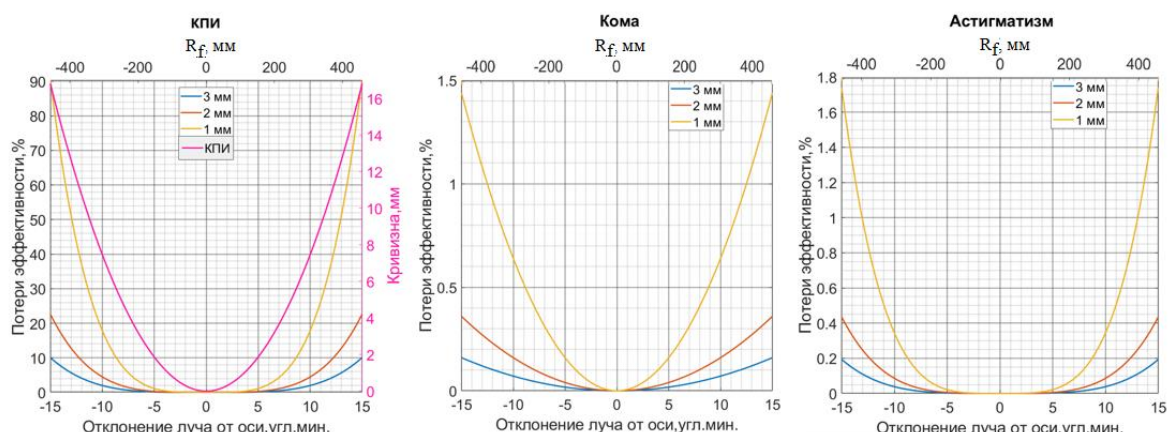


Рис. 5. Аберрационные потери эффективности ESMT для $d = 2.5$ м, Кривизна поля изображения в мм, Астигматизм, Кома в $FOV = \pm 15'$.

В работе [7] аберрационные потери эффективности ESMT рассчитаны более точно по Рузе [8] и Шилу [20] с учетом всех параметров оптической системы ESMT, приведенных в таблице 2.

Таблица 2. Параметры ESMT, взятые для расчета аберрационных потерь эффективности в работе [7].

Параметры антенны	ESMT
Диаметр главного зеркала, D	21000 мм
Диаметр контр-рефлектора	2000 мм
Расстояние между вершинами главного и вторичного зеркала, d (мм)	8293.9 мм
Первичное фокусное расстояние, f (мм)	8400 мм
Расстояние от первичного до вторичного фокуса, d_s (мм)	3923.4 мм
Увеличение системы Кассегрена, M	12.5
Эквивалентное фокусное расстояние Кассегрена, f_{eq} (мм)	105000 мм

Полученные в работе [7] потери эффективности близки к потерям, оцененным выше оптическим способом.

3. Моделирование многолучевых ДН ESMT

Ограничимся волной 3 мм и 2 мм, поскольку волна 1 мм требует 3D геометрии с учетом радиуса кривизны поверхности Петсваля. Методом прямого интегрирования апертурного поля [21, 22] с помощью быстрого алгоритма двумерного численного интегрирования, реализованного в среде Matlab, в работе [7] были построены трехмерные и двумерные многолучевые ДН ESMT с полем зрения $FOV = 10^\circ \times 10^\circ$, которому соответствует размер поля изображения в фокусе Кассегрена 600x600 мм что в 4x4 раза превышает максимально достижимый размер KID матрицы.

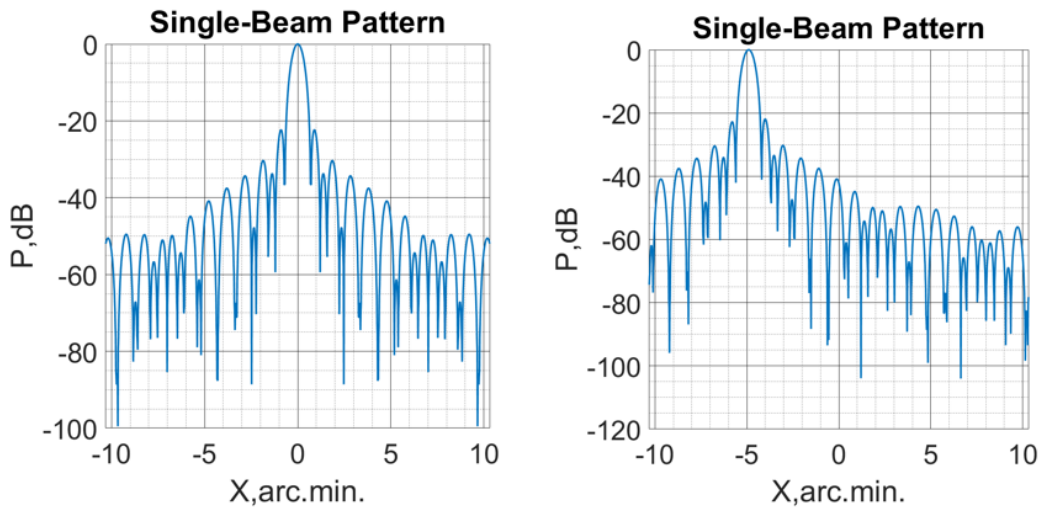


Рис. 6. Одиночная ДН на волне 3 мм осевая (слева) и с выносом из фокуса 150 мм (справа).

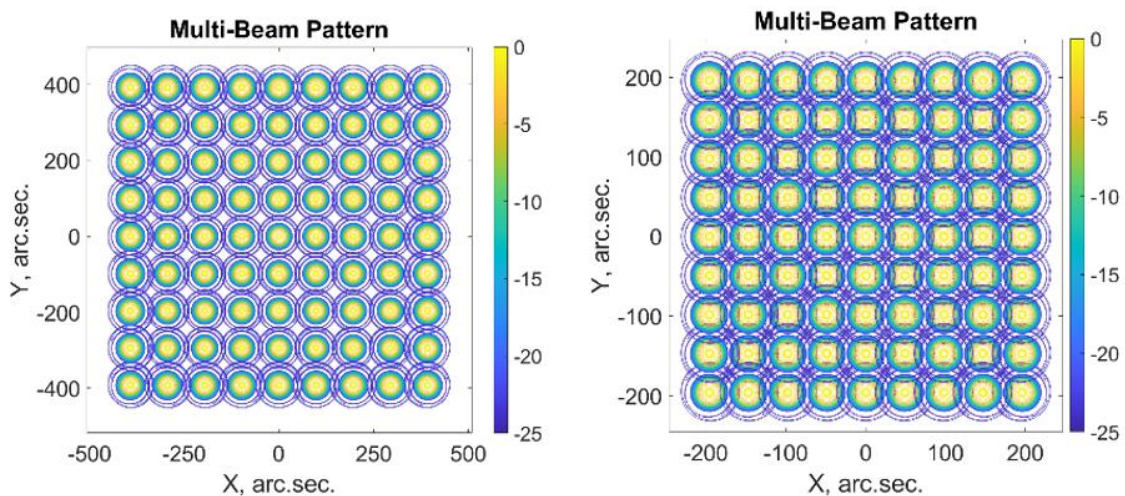


Рис. 7. Многолучевые ДН ESMT для длин волн 3 мм и 2 мм.

На рис. 6 приведены одиночные осевая и внеосевая ДН ESMT в фокусе Кассегрена при $d = 2$ м на волне 3 мм, на рис. 7 – многолучевые ДН для матрицы 9×9 элементов в фокусе Кассегрена на волне 3 мм и 2 мм с шагом $b = 40$ мм и $b = 28$ мм с полем зрения $15' \times 15'$ и $8' \times 8'$. В данной матрице рупора касаются друг друга, но при этом она является редкой поскольку дает пересечение ДН на уровне существенно ниже -3 дБ. Для достижения $FOV = \pm 15'$ на волне 3 мм / 2 мм необходима матрица 23×23 с шагом $b = 40$ мм на волне 3 мм и 35×35 элементов с шагом $b = 28$ мм на волне 2 мм что является непростой и весьма дорогостоящей задачей.

Поэтому по аналогии с работой [23] заменим двумерную матрицу на более бюджетную двухрядную матрицу 2×19 элементов со сдвигом $b / 2$ где $b = 50$ мм на волне 3 мм и 2×29 (рис. 8), где $b = 33$ мм на волне 2 мм, которая будет менее редкой и как видно из рис. 9 даст пересечение лучей на уровне -6 дБ и разнос лучей 2HPBW в каждом ряду матрицы. При этом суммарная ДН (рис. 10) будет иметь разнос лучей равный HPBW (HPBW) т.е. оптимальный по теореме отсчетов. Применение такой матрицы требует сканирования оси антенны по вертикали с временем скана $\sim 1\text{-}2$ секунд для получения карты всего диска Солнца и менее 1 секунды (с частотой 2-5 Гц) для картографирования выбранной по высоте активной области (АО) Солнца что вполне приемлемо для изучения вспышечных процессов на Солнце.

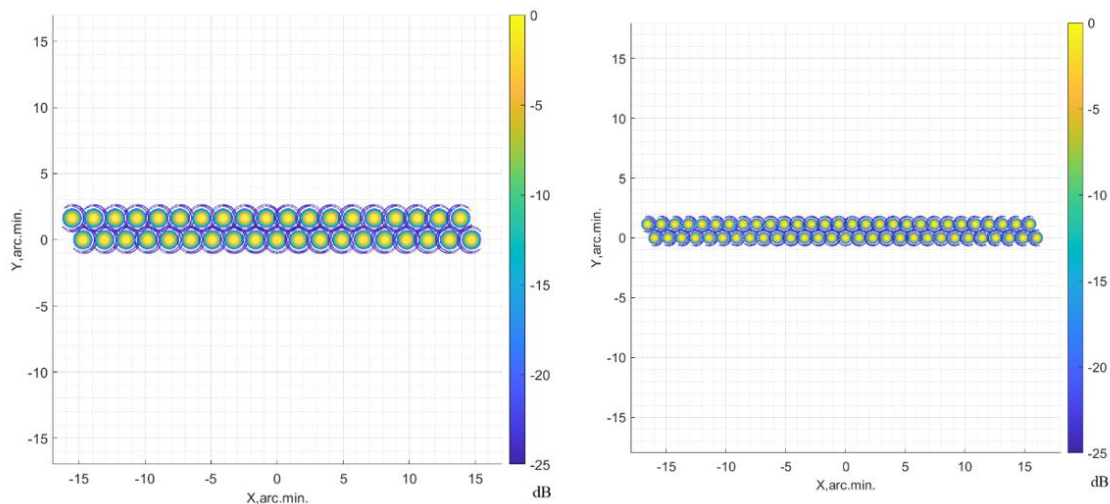


Рис. 8: Двумерные многолучевые ДН ESMT для матрицы 2×19 элементов на волне 3.3 мм (слева) и 2×29 элементов на волне 2.14 мм (справа).

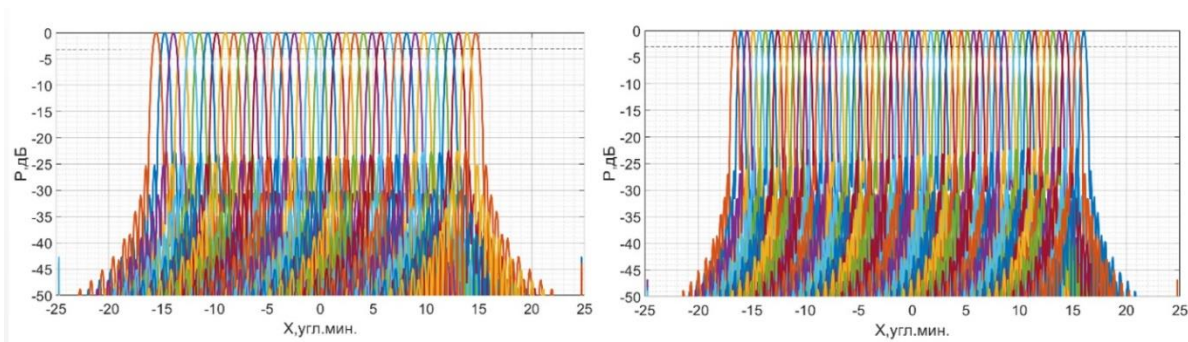


Рис. 9. Одномерные многолучевые ДН ESMT для матрицы 2x19 элементов на волне 3.2 мм (слева) и 2x29 элементов на волне 2.14 мм (справа).

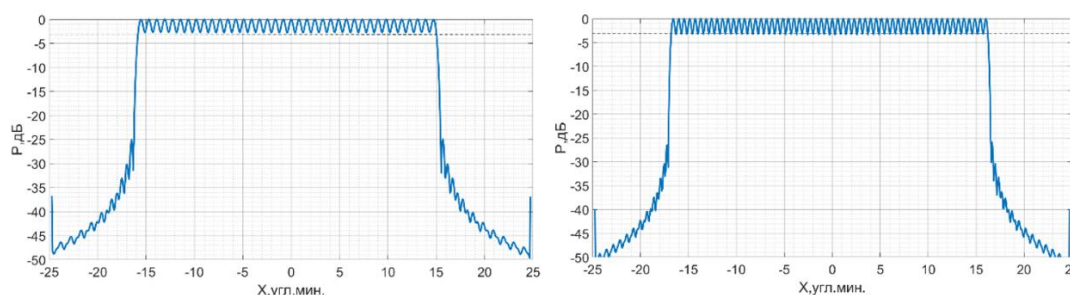


Рис. 10. Одномерные суммарные ДН ESMT 38 лучей на волне 3.2 мм (слева) и 58 лучей на волне 2.14 мм (справа).

4. Результаты моделирования ожидаемых изображений Солнца в фокусе Кассегрена ESMT

На рис. 11 приведены результаты свертки в среде Matlab модели Солнца с тремя рядами близко расположенных источников в виде диска диаметром 45", 30", 15" ($T_b = 2 \cdot 10^5$ К) и АО диаметром 4" ($T_b = 3 \cdot 10^4$ К) с ДН ESMT с матрицей 2x19 элемента на волне 3.2 мм и 2x29 элементов на волне.

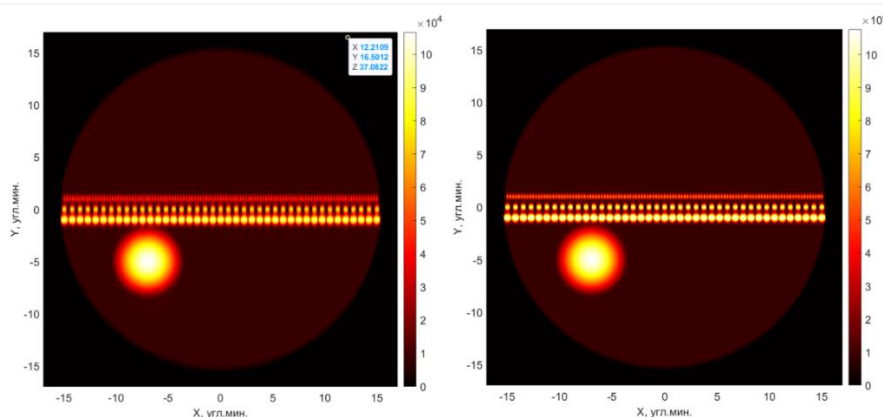


Рис. 11. Свертка многолучевой ДН для матрицы 2x19 элемента на волне 3.2 мм (слева) и 2x29 элементов на волне 2.14 мм (справа) с моделью Солнца с источниками.

Как видно из рис. 11 в результате моделирования получаем весьма реалистичные изображения источников и АО на Солнце с более высоким разрешением на волне 2 мм в сравнении с волной 3 мм. Источники на Солнце диаметром 15" ожидаемо вытянуты по вертикали в результате процедуры свертки с $HPBW = 24''-36''$.

Заключение

Радиояркая температура ясной атмосферы на волне 3 / 2 мм $T_b = 42 \text{ К} / 69 \text{ К}$ при $PWV = 5 \text{ мм}$ что становится критичным для чувствительности криорадиометров. Все абберационные потери на волне 1-3 мм в поле зрения $FOV = \pm 15'$ не превышают 2% кроме КПИ. Потери от КПИ на волне 3 мм / 2 мм / 1 мм для плоской матрицы при диаметре контр-рефлектора $d = 2.5 \text{ м}$ составляют 10% / 20% / 90%, а сама КПИ может достигать 17 мм на краю поля изображения. Для компенсации КПИ и вызванных ею абберационных потерь эффективности на волне 1 мм следует располагать фазовые центры рупорных облучателей матриц диапазона по поверхности Петцваля, которая имеет отклонение от плоскости более 2 мм на краю поля изображения. Выполненное моделирование показало высокое качество ожидаемых изображений СТВ на Солнце с использованием двухрядных матриц 2-3 мм диапазона в фокусе Кассегрена ESMT.

Финансирование: Работа выполнена в рамках государственного задания САО РАН, утвержденного Министерством науки и высшего образования Российской Федерации.

Литература

1. Хайкин В. и др. О проекте Евразийского субмиллиметрового телескопа (ЭСМТ) // 2020 7-я Всероссийская микроволновая конференция (РМС). – IEEE, 2020. – С. 47–51.
2. Khaikin V. et al. On the project of eurasian submillimeter telescopes (esmt) and the possibility of using adaptive optics to improve the quality of submm images. – 2022. – №. 7.
3. Nakariakov V.M., Melnikov V.F. Quasi-periodic pulsations in solar flares // Space Science Reviews. – 2009. – Т. 149. – С. 119-151.
4. Khaikin V.B., Storozhenko A.A., Bogod V.M. Radioheliographs and radio reflectors in solar plasma studies // Astrophysical Bulletin. – 2019. – Т. 74. – С. 221-233.
5. Marchiori G. et al. Towards the Eurasian Submillimeter Telescope (ESMT): Telescope concept outline and first results // Proceedings of the Ground-Based Astronomy in Russia. 21st Century. – 2020. – С. 378-383.
6. Duan R. et al. KID Based Submillimeter Instrument for Eurasian Submillimeter Telescopes // Proceedings of the Ground-Based Astronomy in Russia. 21st Century. – 2020. – С. 384–389.
7. Макоев Г.А., Хайкин В.Б. Результаты моделирования многолучевых диаграмм направленности и эффективности ESMT в фокусе Кассегрена в диапазоне 1-3 мм, Труды ИПА РАН, Выпуск 65, 2023.
8. Ruze J. Antenna tolerance theory—A review // Proceedings of the IEEE. – 1966. – Т. 54. – №. 4. – С. 633–640.
9. Bevis M. et al. GPS meteorology: Remote sensing of atmospheric water vapor using the global positioning system // Journal of Geophysical Research: Atmospheres. – 1992. – Т. 97. – №. D14. – С. 15787-15801.
10. Шиховцев А.Ю. и др. Статистический анализ содержания водяного пара на Северном Кавказе и в Крыму // Оптика атмосферы и океана, 35, 1, 67–73, 2022.

11. Grigoriy B. et al. Analysis of variations in factors of specific absorption of sub-terahertz waves in the earth's atmosphere // 2020 7th All-Russian Microwave Conference (RMC). – IEEE, 2020. – С. 229-232.
12. Bubnov G.M. et al. Searching for new sites for THz observations in Eurasia // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. – 2015. – Т. 5. – №. 1. – С. 64–72.
13. Wang Y. et al. Evaluation of precipitable water vapor from four satellite products and four reanalysis datasets against GPS measurements on the Southern Tibetan Plateau // Journal of Climate. – 2017. – Т. 30. – №. 15. – С. 5699–5713.
14. Cortés F. et al. Twenty years of precipitable water vapor measurements in the Chajnantor area // Astronomy & Astrophysics. – 2020. – Т. 640. – С. A126.
15. Otárola A. et al. Thirty-meter telescope site testing X: precipitable water vapor // Publications of the Astronomical Society of the Pacific. – 2010. – Т. 122. – №. 890. – С. 470.
16. A review of astroclimate conditions of possible locations for Eurasian SubMM Telescopes (ESMT). In the Proceedings of the VAK-2024, Nizhny Arkhyz, August 2024.
17. Zinchenko I.I. et al. Measurements and Evaluations of the Atmospheric Transparency at Short Millimeter Wavelengths at Candidate Sites for Millimeter- and Sub-Millimeter-Wave Telescopes // Applied Sciences. – 2023. – Т. 13. – №. 21. – С. 11706.
18. Padman R. Optical fundamentals for array feeds // Multi-feed Systems for Radio Telescopes. – 1995. – Т. 75. – С. 3-26.
19. Born M., Wolf E. Principles of optics. – 1980.
20. Shillue B. MMA Memo 175: Gain Degradation in a Symmetrical Cassegrain Antenna Due to Laterally Offset Feeds. – 1997.
21. Majorova E.K., Khaikin V.B. Characteristics of radio telescopes with multielement microstrip focal arrays // Radiophysics and quantum electronics. – 2005. – Т. 48. – №. 2. – С. 85–97.

22. Khaikin V.B., Lebedev M.K. Simulation of radiation pattern of a large MM wave radio telescope with offset feed // 2006 First European Conference on Antennas and Propagation. – IEEE, 2006. – С. 1-6.
23. Смирнова В.В. и др. Радиотелескоп миллиметрового диапазона РТ-7.5 МГТУ им. НЭ Баумана: состояние и перспективы развития // Известия Крымской астрофизической обсерватории. – 2023. – Т. 119. – №. 4. – С. 49–57.

Для цитирования:

Хайкин В.Б., Макоев Г.А. Ожидаемая эффективность евразийских субмиллиметровых телескопов (ESMT) в фокусе Кассегрена в диапазоне 1-3 мм. // Журнал радиоэлектроники. – 2024. – №. 12. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.12.14>