

УДК 533.9.08

ОПТИЧЕСКОЕ СВЕЧЕНИЕ НА ДЛИНАХ ВОЛН 630 И 557,7 НМ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ИОНОСФЕРУ КОРОТКОВОЛНОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ СТЕНДА «СУРА» В ОБЛАСТИ 4-Й ГАРМОНИКИ ЭЛЕКТРОННОГО ГИРОРЕЗОНАНСА

А. В. Шиндин^{1,2*}, С. М. Грач^{1,2}, В. В. Клименко^{2,3}, И. А. Насыров⁴, Е. Н. Сергеев²,
А. Б. Белецкий⁵, М. А. Тацилин⁵, Р. И. Гумеров⁴

¹ Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского;

² Научно-исследовательский радиофизический институт;

³ Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород;

⁴ Казанский (Приволжский) федеральный университет г. Казань;

⁵ Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск, Россия

Представлены результаты анализа данных экспериментов 2012 года на стенде «Сура» по исследованию зависимости свечения ионосферы в красной (630 нм) и зелёной (557,7 нм) линиях атомарного кислорода от частоты волны накачки f_0 в окрестности 4-й электронной гирогармоники $4f_{ce}$. Для определения соотношения частот f_0 и $4f_{ce}$ использовались спектры искусственного радиоизлучения ионосферы. Установлено, что при условии $f_0 > 4f_{ce}$, $\delta f = f_0 - 4f_{ce} \approx 15 \div 20$ кГц, яркость свечения в красной линии при наклоне диаграммы направленности стенда на юг на 12° к направлению магнитного поля примерно в 1,5 раза превышает яркость при вертикальном излучении волны накачки. В зелёной линии при таких отстройках δf оптический сигнал уверенно регистрировался только при наклоне диаграммы направленности к югу. При вертикальном излучении радиоволн какой-либо регулярной зависимости яркости свечения в красной линии от разности δf в диапазоне $-15 < \delta f[\text{кГц}] < 280$ отмечено не было. В зелёной линии свечение наблюдалось при условии $-15 < \delta f[\text{кГц}] < +5$ и $230 < \delta f[\text{кГц}] < 280$. Обнаружена смена генерации искусственного оптического свечения на подавление фонового свечения в красной линии при уменьшении критической частоты F -слоя ионосферы при вертикальном излучении радиоволн. При наклоне диаграммы направленности к югу вокруг пятна оптического свечения с угловым размером около 6° , расположенного в магнитном зените, наблюдается достаточно широкая область (порядка 30°) подавления фонового оптического свечения.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из эффектов воздействия мощных высокочастотных электромагнитных полей на ионосферную плазму является увеличение интенсивности оптического свечения ионосферы. Под влиянием радиоволны накачки с обыкновенной поляризацией в области её отражения в результате развития различных параметрических неустойчивостей генерируются плазменные волны, которые, в свою очередь, могут эффективно ускорять электроны. Если ускоренные электроны обладают достаточной энергией, то, сталкиваясь с атомами ионосферного газа, они возбуждают определённые энергетические уровни этих атомов. Оптическое свечение возникает при переходе электронов с возбуждённых уровней на более низкие энергетические уровни. Усиление интенсивности свечения ионосферы, вызванное возбуждением энергетических уровней электронным ударом, иногда называют искусственным полярным сиянием [1–20]. Естественное оптическое свечение обусловлено появлением возбуждённых атомов в результате диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов. Интенсивность этого свечения также может изменяться при воздействии радиоволны вследствие нагрева электронов и температурной зависимости коэффициента рекомбинации [19, 21, 22].

* freaz@bk.ru

Основные измерения оптического свечения проводят в красной (длина волны $\lambda = 630$ нм) и зелёной ($\lambda = 557,7$ нм) линиях атомарного кислорода, связанных с переходами электронов с уровня $O(^1D)$ в основное состояние $O(^3P)$ и с уровня $O(^1S)$ на уровень $O(^1D)$ соответственно. Энергии возбуждения уровней $O(^1D)$ и $O(^1S)$ составляют 1,96 и 4,17 эВ соответственно, а их радиационные времена жизни $\tau_{rO(^1D)} = 107$ с и $\tau_{rO(^1S)} = 0,7$ с [10, 23]. Также в последнее время проводятся измерения в фиолетовой ($\lambda = 427,8$ нм) линии иона молекулярного азота N_2^+ с порогом ионизации молекулы 18,75 эВ и временем жизни иона порядка 10^{-6} с [9, 10, 24]. Регистрация искусственного оптического свечения ионосферы может применяться для решения целого ряда задач: для оценки функции распределения и концентрации ускоренных электронов, исследования дрейфовых движений в возмущённой области, изучения характеристик пятна свечения в зависимости от различных ионосферных и аппаратных условий (ориентации диаграммы направленности, характеристик образуемой возбуждённой области и т. п.), регистрации искусственной ионизации в возбуждённой области, исследования крупномасштабной структуры возмущённой области ионосферы [10, 16, 18, 23, 25, 26].

Большинство эффектов, связанных с воздействием мощных радиоволн на ионосферу, чувствительны к соотношению между частотой волны накачки f_0 и гармоникой $nf_{ce} = neB/(2\pi m_e)$ электронной циклотронной частоты, где $n = 2-7$ — номер гармоники, $e > 0$ и m_e — заряд и масса электрона соответственно, B — индукция геомагнитного поля в области взаимодействия волны накачки с ионосферной плазмой (на высотах $220 \div 270$ км циклотронная частота $f_{ce} = 1\,325 \div 1\,355$ кГц, большие значения частоты соответствуют меньшим высотам). В частности, при $f_0 > 4f_{ce}$ амплитуда мелкомасштабных вытянутых вдоль магнитного поля неоднородностей электронной концентрации оказывается выше, чем при $f_0 < 4f_{ce}$ [27], при $f_0 \approx nf_{ce}$ минимален эффект аномального ослабления отражённой от ионосферы волны накачки и пробных радиоволн [28, 29] и минимально влияние коротковолнового воздействия на электронную температуру [30, 31]. Отдельно необходимо выделить существенную зависимость спектров искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ) от этого соотношения, позволяющую при частотах воздействующей радиоволны, близких к частотам nf_{ce} , оценивать разность частот $f_0 - nf_{ce}$ в области взаимодействия волны накачки с плазмой [32–36]. Все эти эффекты связаны с генерацией плазменных волн, дисперсионные свойства которых существенно зависят от соотношения между частотами f_0 и nf_{ce} [37].

Данная работа посвящена исследованию характеристик искусственного оптического свечения ионосферы в красной ($\lambda = 630$ нм) и зелёной ($\lambda = 557,7$ нм) линиях атомарного кислорода при частотах волны накачки, близких к частоте $4f_{ce}$, в экспериментах, проведённых на стенде «Сура» в 2012 году.

Ниже в разделе 1 описана методика экспериментов, в разделе 2 приведены результаты, обсуждению которых посвящён заключительный раздел 3.

1. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты были проведены 11, 13 и 14 сентября 2012 года на стенде «Сура» НИРФИ (географические координаты $56,15^\circ$ с. ш., $46,10^\circ$ в. д., Нижегородская область, р. п. Васильсурск, восточное магнитное склонение $10,5^\circ$, магнитное наклонение $71,5^\circ$). Коротковолновое радиоизлучение с обыкновенной (O) поляризацией с эффективной мощностью порядка 100 МВт (при пересчёте на изотропное излучение) использовалось для создания в ионосфере возмущённой области. Воздействие осуществлялось в режиме чередования непрерывного излучения волны накачки в течение $\tau_q = 2 \div 3$ мин и импульсного излучения с большой скважностью (длительность импульсов $\tau_p = 30 \div 50$ мс, период повторения $T_p = 2 \div 3$ с). Такая последовательность занимала

время $5 \div 6$ мин.

Продолжительность непрерывного излучения τ_q превышала радиационное время жизни $\tau_{O(^1D)}$ и существенно превышала $\tau_{O(^1S)}$. Таким образом, за время непрерывного нагрева интенсивность свечения в красной и зелёной линиях успевала достигнуть стационарного уровня. Интенсивность свечения непосредственно зависит от сечения возбуждения уровней $O(^1D)$ и $O(^1S)$ электронным ударом, которое, в свою очередь, зависит от энергии электронов, а также от энергетических порогов возбуждения соответствующих уровней. В [10, 38] показано, что отношение интенсивностей зелёной и красной линий в условиях эксперимента должно составлять $0,2 \div 0,3$.

В эксперименте 11 сентября диаграмма направленности фазированной антенной решётки стенда была наклонена на 12° от вертикали к югу в плоскости магнитного меридиана, использовались частоты волны накачки $f_0 = 5400$ и 5420 кГц. Пятно свечения в линии 630 нм при таком наклоне диаграммы направленности наблюдалось вблизи магнитного зенита (наклон $18,5^\circ$ от вертикали в направлении на магнитный юг), что соответствовало ранее проведённым наблюдениям на стенде «Сура» [18, 25], а также недавно опубликованным данным, полученным на стенде EISCAT [26].

13 сентября радиоволна накачки излучалась в вертикальном направлении последовательно на частотах $f_0 = 5640$, 5370 и 5320 кГц; частота f_0 выбиралась в соответствии с критической частотой слоя F_2 ионосферы f_{OF_2} . 14 сентября также при излучении волны накачки вертикально вверх при более медленном временном спаде частоты f_{OF_2} после захода Солнца попеременно использовались частоты $f_0 = 5300$; 5330 и 5360 кГц. Кроме того, 13 и 14 сентября после того, как критическая частота f_{OF_2} опускалась ниже $5,3$ МГц, и соответствующей перестройки передатчиков стенда «Сура», занимавшей $15 \div 20$ мин, воздействие на ионосферу осуществлялось радиоволной с частотой 4740 кГц. Частоты $f_0 = 5300 \div 5420$ кГц соответствуют диапазону вблизи гармоника $4f_{ce}$ в пространственной области наиболее эффективного взаимодействия волны накачки обыкновенной поляризации с ионосферной плазмой (на высотах $225 \div 285$ км — вблизи и несколько ниже уровня отражения волны накачки).

Оптическое свечение в красной и зелёной линиях измерялось непрерывно в течение всего времени работы стенда «Сура» в тёмное время суток при безоблачном небе в период, близкий к новолунию. Измерения начинались приблизительно в $20:30$ (здесь и далее указывается местное время $LT = UTC + 4$ ч) с наступлением астрономических сумерек и продолжались $2,0 \div 2,5$ ч до падения критической частоты f_{OF_2} ниже минимальной рабочей частоты стенда.

Для определения соотношения частот f_0 и $4f_{ce}$ в диапазоне частот воздействия $4f_{ce} - 15$ кГц $< f_0 < 4f_{ce} + 100$ кГц использовались особенности спектров искусственного радиоизлучения ионосферы. Искусственное радиоизлучение ионосферы представляет собой вторичное электромагнитное излучение, возникающее в ионосфере под действием волны накачки за счёт резонансной генерации в этой области плазменных волн с частотой, близкой частоте f_0 . Искусственное радиоизлучение ионосферы — эффективное средство диагностики плазмы, позволяющее, кроме всего прочего, оценить, насколько частота волны накачки отстоит от гармоники электронной циклотронной частоты. Характеристики спектральных компонент искусственного радиоизлучения ионосферы, таких как главный спектральный максимум (downshifted maximum, DM) и широкий верхний максимум (broad upshifted maximum, BUM), непосредственно зависят от этой частотной отстройки [34].

Компонента BUM появляется в спектре искусственного радиоизлучения ионосферы только при условии $f_0 > nf_{ce}$ (область частот волны накачки «над гармоникой»), сдвиг частоты её пика от частоты f_0 ($\Delta f_{\text{ири}} = f_{\text{ири}} - f_0$) в диапазоне $4f_{ce} < f_0 < 4f_{ce} + 100$ кГц определяется

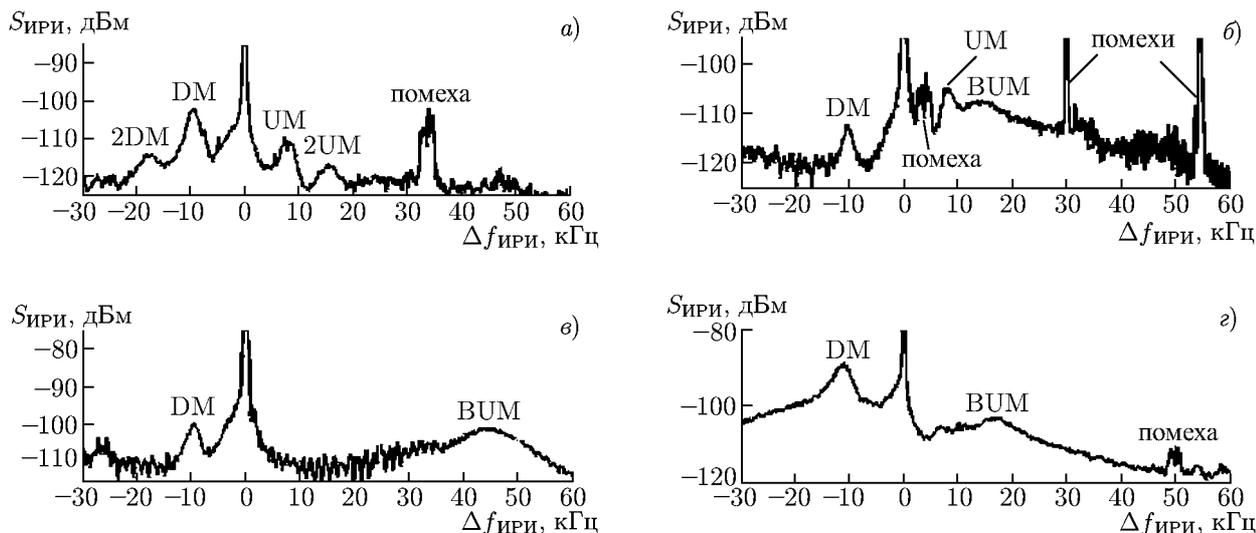


Рис. 1. Примеры спектров искусственного радиоизлучения ионосферы, зарегистрированных в эксперименте 13–14 сентября 2012 года. По горизонтальной оси отложена частотная отстройка $\Delta f_{ири}$ от частоты волны накачки f_0 , по вертикальной — спектральная интенсивность $S_{ири}$. Спектральные компоненты искусственного радиоизлучения ионосферы (DM, UM, их кратные компоненты 2DM и 2UM, BUM и BUS) обозначены на рисунках. Время регистрации спектров и частоты волны накачки следующие: 14 сентября, 21:49:20, $f_0 = 5\,300$ кГц (а); 14 сентября, 21:32:00, $f_0 = 5\,330$ кГц (б); 14 сентября, 20:55:05, $f_0 = 5\,360$ кГц (в); 13 сентября, 21:14:41 $f_0 = 5\,640$ кГц (г)

следующей эмпирической формулой:

$$\Delta f_{BUM} = f_{BUM} - f_0 = f_0 - n f_{ce} + (15 \div 20) \text{ кГц.} \tag{1}$$

Интенсивность пика компоненты DM минимальна при «резонансе», когда $f_0 - |\Delta f_{DM}| = n f_{ce}$, где $\Delta f_{DM} = -(9 \div 11)$ кГц — частотный сдвиг пика компоненты DM от частоты f_0 . По существующим представлениям этот случай соответствует попаданию пика компоненты DM в двойной плазменный резонанс, когда выполнено условие $f_{DM} \approx n f_{ce} \approx f_{uh}$, где $f_{uh} = (f_{pe}^2 + f_{ce}^2)^{1/2}$ — частота верхнего гибридного резонанса, f_{pe} — электронная плазменная частота [35–37].

При более высокой частоте волны накачки $f_0 = n f_{ce} + (200 \div 250)$ кГц (частотная «область сильного излучения») в спектрах искусственного радиоизлучения ионосферы появляется верхняя широкополосная структура (broad upshifted structure, BUS) с частотной отстройкой $\Delta f_{BUS} = f_{BUS} - f_0 = 10 \div 40$ кГц.

В противоположном случае при $f_0 < 4 f_{ce}$ (частота волны накачки «под гармоникой»), компонента BUM в спектре искусственного радиоизлучения ионосферы отсутствует, однако ясно различаются компонента 2DM с частотной отстройкой $\Delta f_{2DM} \approx 2 \Delta f_{DM}$, верхний максимум (upshifted maximum, UM) с отстройкой $\Delta f_{UM} \approx 8 \div 9$ кГц $\approx -\Delta f_{DM} + (1 \div 2)$ кГц и компонента 2UM с отстройкой $\Delta f_{2UM} \approx 2 \Delta f_{UM}$.

На рис. 1 в качестве примеров приведены зарегистрированные в ходе описанных экспериментов спектры искусственного радиоизлучения ионосферы для случаев воздействия на частотах f_0 «под гармоникой» ($f_0 < 4 f_{ce}$, рис. 1а), «над гармоникой» ($f_0 > 4 f_{ce}$, $\Delta f_{BUM} \approx 16$ кГц на рис. 1б и $\Delta f_{BUM} \approx 43$ кГц на рис. 1в) и в «области сильного излучения» ($f_0 \approx 4 f_{ce} + 250$ кГц, рис. 1г). Классификация диапазонов дана в соответствии с [34, 36]. Точного попадания частоты f_0 в резонансную область (полное пропадание компоненты DM) в нашем эксперименте не наблюдалось, хотя в ряде сеансов воздействия с частотой f_0 как под, так и над циклотронной

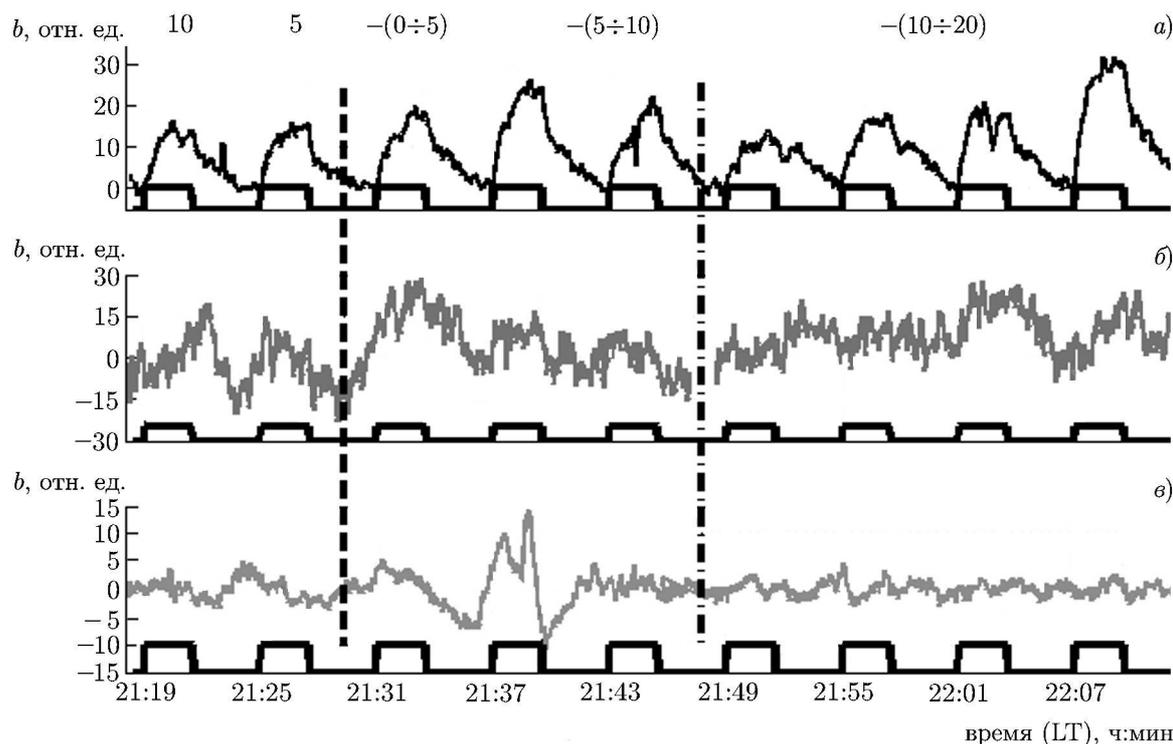


Рис. 2. Зарегистрированный в эксперименте 14 сентября 2012 года временной ход интенсивности свечения ионосферы b в красной линии 630 нм по данным фотометра Ф1 (а), в зелёной линии 557,7 нм по данным фотометров Ф2 (б) и Ф3 (в). В нижней части панелей толстой линией изображён режим излучения волны накачки, времена на горизонтальной оси соответствуют временам включения накачки. Вертикальной штриховой линией рисунок разделён на участки, где выполнены условия $f_0 > 4f_{ce}$ (слева) и $f_0 < 4f_{ce}$ (справа), а штрихпунктирной — на интервалы, где $f_0 = 5330$ кГц (слева) и $f_0 = 5300$ кГц (справа). В верхней части рисунка проведены оценочные значения отстройки $\delta f = f_0 - 4f_{ce}$ в килогерцах

гармоникой низкая интенсивность компоненты DM позволяет судить о близости частоты f_0 к двойному плазменному резонансу (см., например, рис. 1б).

Частота $4f_{ce}$ на высоте воздействия волны накачки на ионосферу определялась одним из следующих способов. Частота $4f_{ce}$ на высоте воздействия волны накачки на ионосферу определялась одним из следующих способов. При условии $4f_{ce} < f_0 < 4f_{ce} + 100$ кГц («над гармоникой»), когда в спектрах искусственного радиоизлучения ионосферы наблюдаются достаточно интенсивные компоненты BUM и DM, частоту $4f_{ce}$ можно определить по формуле (1) с погрешностью $5 \div 10$ кГц. В «резонансной» области, где $f_0 \approx 4f_{ce}$, компонента DM имеет наименьшую интенсивность, и погрешность определения величины $4f_{ce}$ составляет $10 \div 15$ кГц. Для области частот волны накачки «под гармоникой» $4f_{ce} - 50$ кГц $< f_0 < 4f_{ce}$, где интенсивность компоненты DM и её спутников 2DM, 3DM вновь увеличивается, погрешность определения $4f_{ce}$ может достигать $15 \div 20$ кГц. И, наконец, в области «сильного излучения» при $4f_{ce} + 150 < f_0 < 4f_{ce} + 250$ кГц значение $4f_{ce}$ оценивалось по данным вертикального зондирования ионосферы и модели International Geomagnetic Reference Field (IGRF-11/2010, [39]) наименее точно (с погрешностью $20 \div 30$ кГц).

Набор оптических инструментов включал в себя: ПЗС-камеры S1C/079-FP(FU) с полем зрения $20,6^\circ$ и КЕО Sentinel, оборудованную объективом типа «рыбий глаз» с полем зрения 145° (далее для краткости будем обозначать ПЗС-камеры как К1 и К2 соответственно); фотометрическую установку, состоящую из двух фотометров ФЭУ-79 с полями зрения $6,8^\circ$ и 4° для

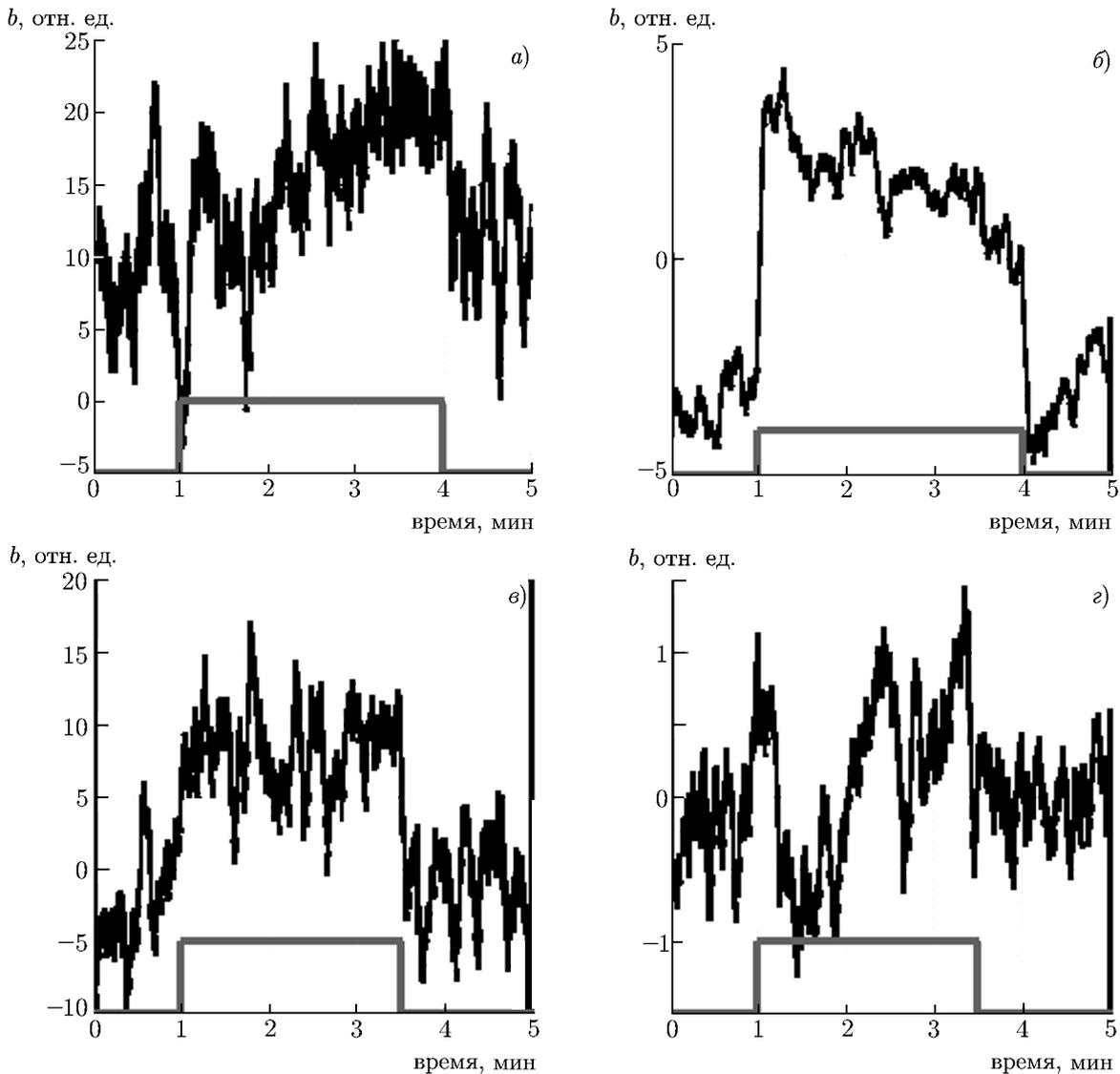


Рис. 3. Результат усреднения временного хода интенсивности свечения b в зелёной линии 557,7 нм (метод наложения эпох). Дата эксперимента, номер фотометра и частота волны накачки следующие: 11 сентября, Ф2, $f_0 = 5400$ кГц (а); 13 сентября, Ф3, $f_0 = 5640$ кГц (б); 14 сентября, Ф2, $f_0 = 5330$ кГц (в); 14 сентября, Ф3, $f_0 = 5300$ кГц (г). В нижней части каждой панели показан период излучения волны накачки. Предварительно проводилось текущее усреднение по временному интервалу 5 с

красной и зелёной линии атомарного кислорода соответственно (далее — Ф1 и Ф2); мобильный фотометрический комплекс Казанского федерального университета (далее Ф3) на базе телескопа MEADE DeLuxe16 и фотометра ФЭУ-100 с полем зрения $20'$, который был задействован в экспериментах 13 и 14 сентября. Все инструменты снабжались узкополосными интерференционными светофильтрами. Наблюдения в красной линии 630 нм велись с помощью обеих ПЗС-камер и фотометра Ф1. Фотометры Ф2 и Ф3 использовались для регистрации свечения в линии 557,7 нм, время накопления сигнала составляло 1 и 20 мс соответственно. Время экспозиции для камеры К1 составляло 15 с, для камеры К2 — 30 с (11 и 13 сентября) и 15 с (14 сентября). На рис. 2–6 приведены примеры регистрации искусственного оптического свечения с помощью используемой оптической аппаратуры.

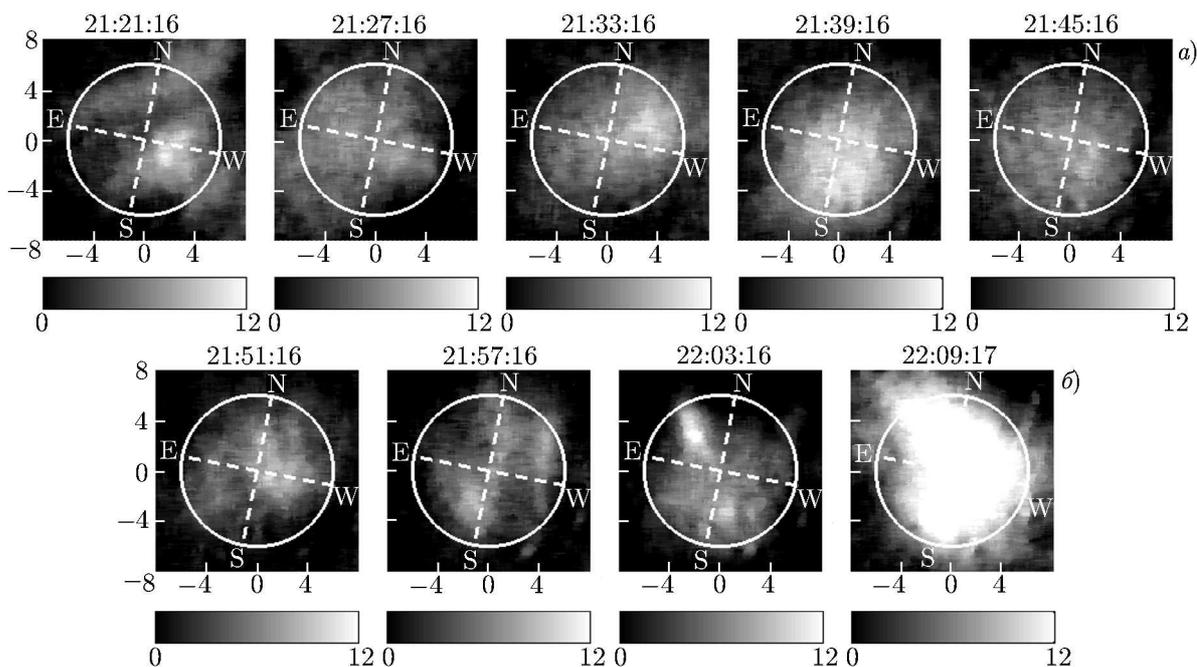


Рис. 4. Примеры обработанных изображений ночного неба в линии 630 нм, зарегистрированных в ходе эксперимента 14 сентября 2012 года с помощью камеры К1 в конце сеансов непрерывного коротковолнового воздействия. Время регистрации указано над изображениями, $f_0 = 5\,330$ кГц (а) и 5 300 кГц (б). Координаты по осям указаны в градусах поля зрения камеры, интенсивность (шкала оттенков серого) — в единицах АЦП камеры. Начало координат соответствует направлению центрального луча диаграммы направленности стенда «Сура» на небосводе, а белая окружность — граница области с диаметром 12° . Также показаны географические стороны света: N — север, S — юг, E — восток, W — запад

Для регистрации искусственного радиоизлучения ионосферы применялось широкополосное радиоприёмное устройство на базе модуля аналогового ввода/вывода АМВРСХ и submodule цифрового приёма ADMDDC4×16.

Для контроля состояния ионосферы, определения критической частоты f_{OF_2} ионосферного слоя F_2 и высоты отражения волны накачки $h_{отр}$ использовались данные вертикального зондирования ионосферы с помощью ионозонда САД1, расположенного на стенде «Сура», и ионозонда DPS-4D (ИЗМИРАН, Москва).

Все оптические и диагностические инструменты располагались на расстоянии 400÷800 м от передатчиков стенда «Сура». Оптические инструменты (кроме камеры К2) были наклонены в соответствии с ориентацией диаграммы направленности и предполагаемым положением пятна оптического свечения. Методика обработки данных, полученных с помощью фотометров и ПЗС-камер, описана в работе [25].

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 2 приведены примеры записей фотометров, полученных в эксперименте 14 сентября при переходе частоты волны накачки через гармонику $4f_{се}$. Подобные записи были получены и в остальное время наблюдений. Из рис. 2 видно, что сигнал в красной линии 630 нм (панель а) уверенно наблюдается с характерными временами развития и релаксации порядка 90 и 20 с соответственно. Примерно те же значения были получены и в предыдущих экспериментах на стенде «Сура» [25].

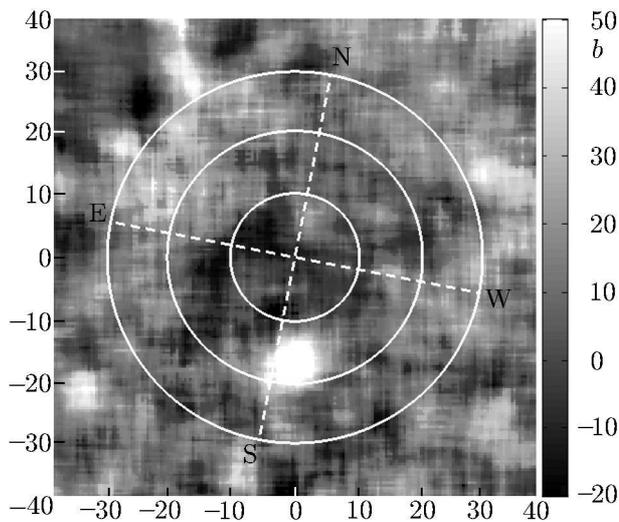


Рис. 5. Пример изображения, полученного с помощью камеры К2 в эксперименте 11 сентября 2012 года после обработки, включающей вычитание фонового свечения. Частота волны накачки $f_0 = 5400$ кГц, время регистрации 21:32:39 (соответствует окончанию одного из сеансов воздействия). Координаты по осям указаны в градусах поля зрения камеры, интенсивность (шкала оттенков серого) — в единицах АЦП камеры. Начало координат соответствует вертикальному направлению, а белые окружности — конусом сферической системы координат с половинами угла раскрытия 10° , 20° и 30° от вертикали соответственно. Также показаны географические стороны света: N — север, S — юг, E — восток, W — запад

наблюдалось в 63 сеансах с интенсивностью от 4 до 23 единиц АЦП. В зелёной линии по данным фотометров Ф2 и Ф3 искусственное свечение зарегистрировано приблизительно в 20 случаях (напомним, что фотометр Ф3 не был задействован в эксперименте 11 сентября). Для данных измерений детальная калибровка не проводилась, однако по данным предыдущих экспериментов [25] 1 единица АЦП фотометра Ф1 соответствует примерно 0,4 Рл, а камеры К1 — 2,9 Рл.

На рис. 7 и 8 показана максимальная зарегистрированная интенсивность искусственного свечения в красной и зелёной линиях в зависимости от отстройки частоты волны накачки f_0 от гармоники $4f_{ce}$ по данным фотометров и камеры К1. Оценка интенсивности свечения проводилась после текущего усреднения данных по временному окну 10 с в случае данных фотометров и по площадке 15×15 пикселей в случае камеры К1. Также на отметках, соответствующих данным фотометров, приведены интервалы ошибок для доверительной вероятности 90%. Отстройка $\delta f = f_0 - 4f_{ce}$ оценивалась по положению компоненты ВУМ в спектре искусственного радиоизлучения ионосферы и определялась наиболее точно при условии $f_0 > 4f_{ce}$.

Сигнал в зелёной линии 557,7 нм (рис. 2б, в) с трудом различим на фоне сильно нерегулярного изменения яркости свечения. Однако с помощью метода наложения эпох искусственное свечение удаётся выделить. Примеры усреднённого временного хода яркости свечения приведены на рис. 3. На рис. 3а усреднены данные трёх сеансов воздействия в эксперименте 11 сентября в интервале с 21:41 по 21:54 при частоте волны накачки $f_0 = 5400$ кГц; на рис. 2б — 13 сентября с 20:36 по 21:24 при $f_0 = 5640$ кГц; на рис. 3в — 14 сентября с 21:25 по 21:46 при $f_0 = 5330$ кГц; на рис. 3г — 14 сентября с 21:55 по 22:10 при $f_0 = 5300$ кГц. В случаях, когда оптическое свечение не удавалось выделить путём наложения эпох, мы считали, что свечения не наблюдалось. В более ранних экспериментах на стенде «Сура» при непрерывном воздействии радиоволной искусственное свечение в зелёной линии наблюдалось только в одном-двух сеансах [25]. В представленных экспериментах мы регистрировали свечение в зелёной линии в нескольких последовательных сеансах воздействия.

В течение трёх дней (11, 13 и 14 сентября) было проведено 77 сеансов непрерывного воздействия на ионосферу с длительностью от двух до трёх минут. В 65 из них по данным фотометра Ф1 искусственное свечение в красной линии было зарегистрировано с интенсивностью от 4 до 35 единиц аналого-цифрового преобразователя (АЦП) фотометра. По данным камеры К1 свечение на-

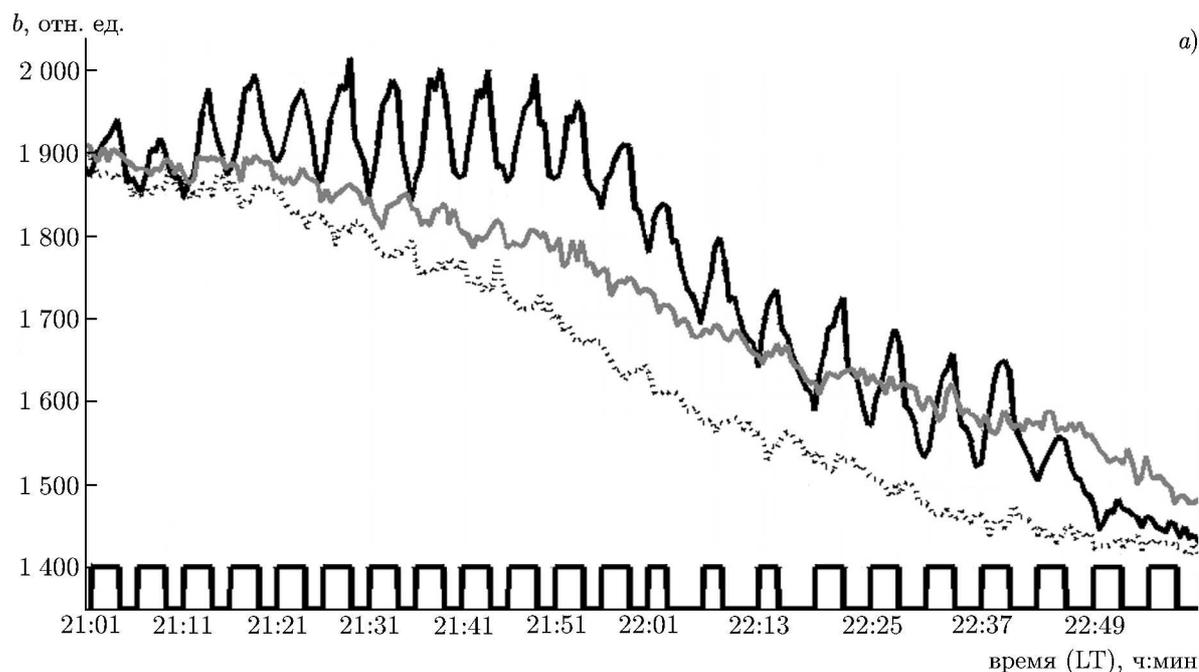
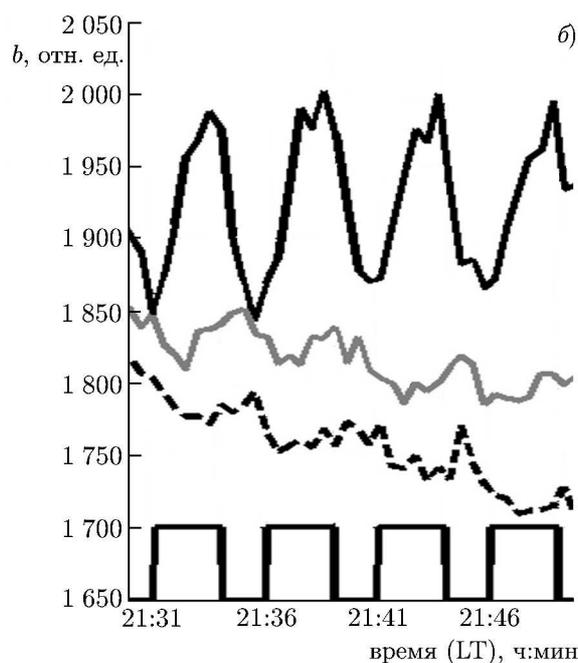


Рис. 6. Временной ход интенсивности b свечения ионосферы в линии 630 нм в эксперименте 11 сентября 2012 года, полученный с помощью камеры К2. Частота волны накачки $f_0 = 5400$ кГц. Три кривые соответствуют трём областям портретов ночного неба, в которых вычислена средняя интенсивность свечения: сплошная чёрная кривая — области вблизи центра пятна свечения (наклон 18° от зенита в плоскости геомагнитного меридиана); сплошная серая кривая — области вблизи направления 9° от зенита в плоскости геомагнитного меридиана; пунктирная кривая — области вблизи вертикали (зенит). В нижней части графика толстой линией схематично изображён режим излучения волны накачки; времена на горизонтальной оси соответствуют моментам включения стенда «Сура». Панель (б) демонстрирует более подробно временной интервал с 21:30 по 21:50



Если $f_0 < 4f_{ce}$, то использовать особенности в спектрах искусственного радиоизлучения ионосферы затруднительно ввиду отсутствия компоненты BUM. Этим объясняется привязка сразу нескольких значений интенсивности свечения к отстройкам $\delta f = -5; -15$ кГц в эксперименте 14 сентября (см. рис. 7 и 8, ромбы), когда 8 последовательных сеансов нагрева проходили в условиях $\delta f < 0$ при $f_0 = 5300$ и 5330 кГц. Выбор между значениями -5 и -15 кГц осуществлялся достаточно условно с учётом интенсивности компоненты DM в спектре искусственного радиоизлучения ионосферы, которая при малых отстройках δf близка к минимальной [35]. Также на рис. 7 и 8 приведены результаты статистической медианной обработки полученных данных:

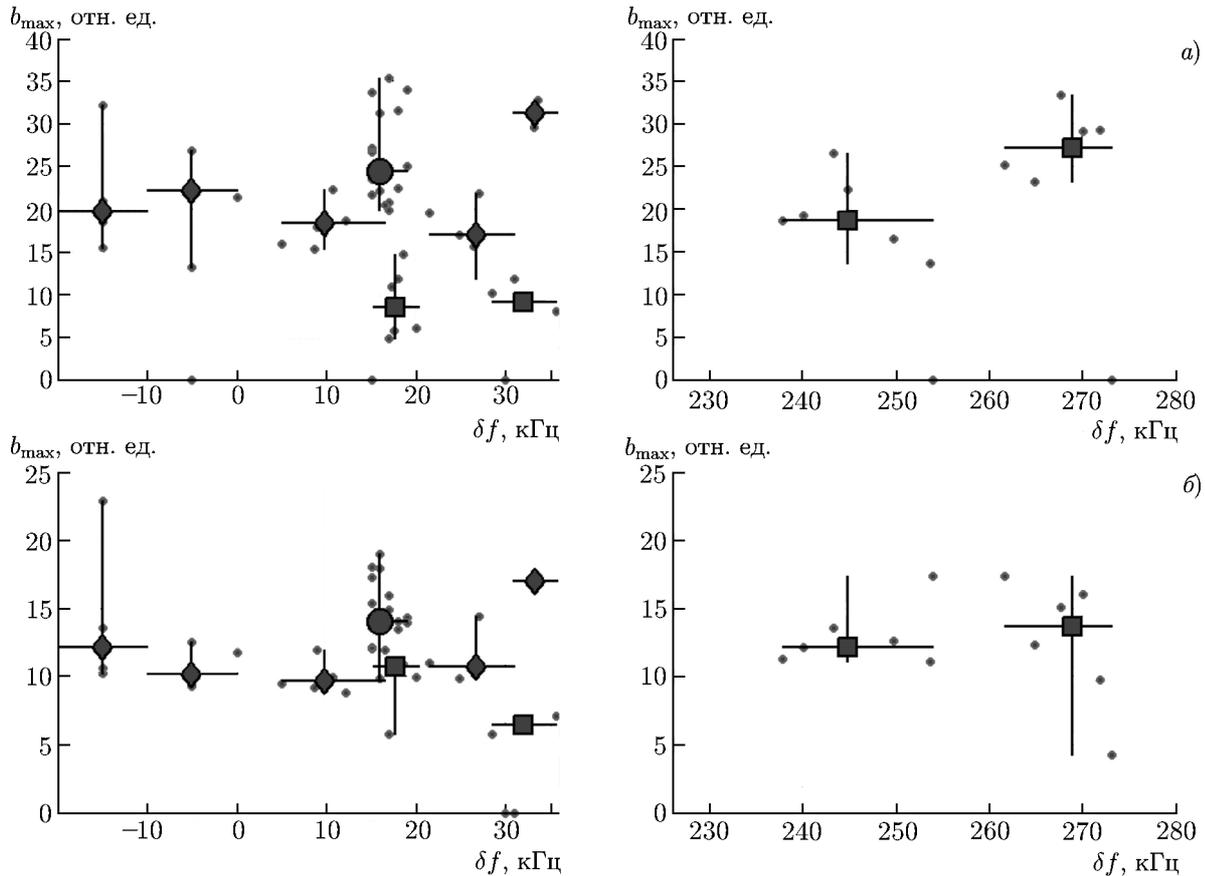


Рис. 7. Максимальная по области возбуждения интенсивность свечения b_{\max} в красной линии 630 нм, зарегистрированная в экспериментах 11, 13 и 14 сентября 2012 года, в зависимости от отстройки частоты волны накачки f_0 от 4-й гармоники гирочастоты электронов ($4f_{ce}$). Панель (а) — данные, полученные с помощью фотометра Ф1. Вертикальными отрезками около экспериментальных точек обозначены доверительные интервалы ошибок при усреднении данных (ширина временного окна усреднения — 10 с). Панель (б) — данные, полученные с помощью камеры К1 после обработки, включающей усреднение по полю кадра (область усреднения примерно $1^\circ \times 1^\circ$). Результат статистической медианной обработки данных показан крупными маркерами: кружки соответствуют экспериментам 11 сентября (наклонное излучение волны накачки), квадраты — 13 сентября (вертикальное излучение волны накачки), ромбы — 14 сентября (вертикальное излучение волны накачки)

скоплениям точек ставится в соответствие одна медианная точка, указывается разброс значений интенсивности свечения (по оси ординат) и разброс отстроек δf в скоплении.

Из приведённых рис. 7 и 8 видно следующее.

При условии $f_0 > 4f_{ce}$, $\delta f = f_0 - 4f_{ce} \approx 15 \div 20$ кГц, яркость свечения в красной линии при наклонном (на 12° к югу) излучении волны накачки несколько (примерно в 1,5 раза) превышает яркость при вертикальном излучении радиоволны (ср. экспериментальные точки в виде кружков с квадратами и ромбами на рис. 7). При такой отстройке δf сигнал в зелёной линии уверенно регистрировался только при наклонном излучении волны накачки (см. кружок на левой панели рис. 8а в интервале $\delta f \geq 15$ кГц).

При вертикальном излучении волны накачки какой-либо регулярной зависимости яркости свечения в красной линии от отстройки δf в диапазоне $-15 < \delta f [\text{кГц}] < 280$ отмечено не было, максимальная яркость наблюдалась в одном из сеансов при $\delta f = -(15 \div 20)$ кГц (22:09 14 сентября 2012, см. рис. 2 и 4). В зелёной линии свечение наблюдалось, если только частота волны

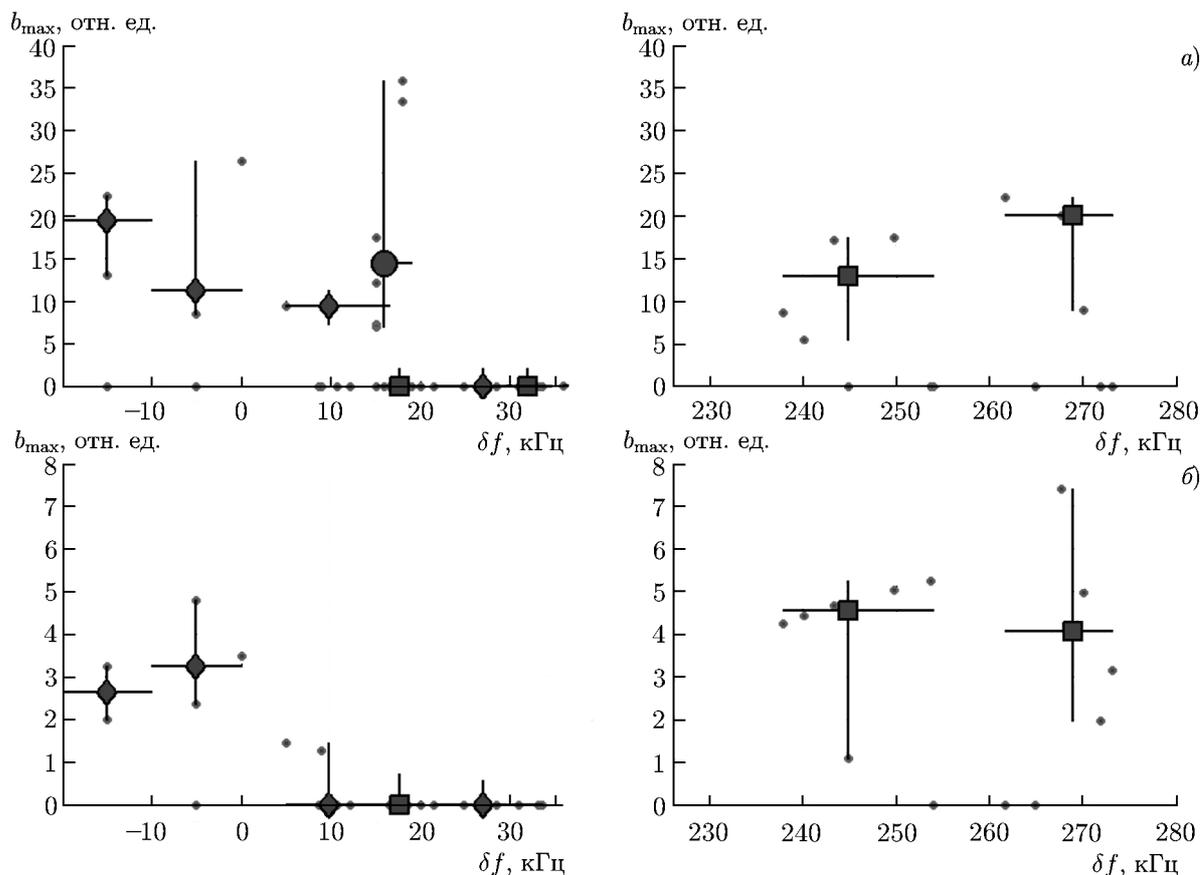


Рис. 8. То же, что на рис. 7, для свечения в зелёной линии 557,7 нм

накачки находилась непосредственно вблизи циклотронной гармоники, при $-15 < \delta f [\text{кГц}] < 5$, и в диапазоне сильного излучения, $230 < \delta f [\text{кГц}] < 280$. Причём во втором диапазоне отстроек δf искусственное свечение в зелёной линии было наиболее интенсивным.

При вертикальном (14 сентября) и наклонном (11 сентября) излучении волны накачки обнаружена смена генерации искусственного свечения на подавление фонового свечения в красной линии при уменьшении критической частоты F_2 -слоя. По данным, полученным с помощью камеры К2, оснащённой сверхширокоугольным объективом, в эксперименте 11 сентября свечение подавлялось вдали от зарегистрированных пятен (в направлении до 18° от центра пятна свечения), что хорошо видно на рис. 6. Интенсивность искусственного свечения в центре пятна превышает фон примерно на 5%, а на расстояниях 9° и 18° от центра пятна ближе к вертикали свечение подавлялось примерно на 1,5% (см. рис. 6б). При этом амплитуда осцилляций искусственного свечения в красной линии была несколько выше для отклонения 9° (серая линия на рис. 6б). В экспериментах 13 и 14 сентября при вертикальном излучении волны накачки подобных эффектов не наблюдалось. По рис. 5 можно оценить, что подавление вокруг пятна свечения происходило в области с диаметром порядка 30° .

За время экспериментов 11, 13 и 14 сентября искусственное свечение в зелёной линии во время импульсного воздействия с большой скважностью зарегистрировано не было.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Оптическое излучение ионосферы возникает в результате возбуждения соответствующих уровней ионов, нейтральных атомов и молекул при столкновениях с электронами, энергия которых превышает потенциал возбуждения соответствующих линий, а также с появлением возбуждённых атомов в результате диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов. Энергичные электроны могут появляться как в результате омического нагрева мощными радиоволнами («хвост» максвелловской функции распределения [40]), так и вследствие ускорения электронов плазменными волнами и образования «немаксвелловских» хвостов функции распределения [10, 41–43]. Плазменные волны, в свою очередь, возникают при развитии различных параметрических неустойчивостей, вызванных воздействием мощной волны О-поляризации. Поскольку коэффициент диссоциативной рекомбинации $\alpha_{эфф}$ зависит от температуры электронов, как $T_e^{-1/2}$, при нагреве среды число возбуждённых атомов уменьшается, и, как следствие, уменьшается яркость свечения [19, 21, 22]. Таким образом, по измерениям оптического свечения можно судить о конкуренции перечисленных эффектов и, в частности, об эффективности ускорения электронов при различных частотах и режимах излучения волны накачки. По существующим представлениям, в экспериментах по воздействию мощных радиоволн на ионосферу вклад «максвелловского хвоста» функции распределения в генерацию оптического свечения не может дать более 1/3 наблюдаемой яркости даже в красной линии $O(^1D)$, имеющий самый низкий порог возбуждения (1,96 эВ, $\lambda = 630$ нм) [17].

Поскольку дисперсионные свойства плазменных волн существенно зависят от соотношения их частоты и гармоник nf_{ce} электронной циклотронной частоты, то свойства искусственных ионосферных возмущений, в том числе эффективность ускорения электронов, также должны существенно зависеть от соотношения частот f_0 и nf_{ce} . Исследованию явлений, связанных с ускоренными электронами, в том числе дополнительной ионизации и оптического свечения при условии $f_0 \approx nf_{ce}$, посвящено много работ (см., например, [6, 13, 20, 23, 24, 26, 42, 44–47]).

Сложность исследования зависимости искусственного оптического свечения от отстройки δf заключается в том, что после захода Солнца, когда возможны оптические наблюдения, наблюдаются, во-первых, существенные вариации критической частоты f_{OF_2} и, во-вторых, вариации высоты ионосферного слоя. При этом в силу высотной зависимости напряжённости геомагнитного поля ($\partial f_{ce}/\partial h \approx -(0,60 \div 0,65)$ кГц/км) отстройка δf может также существенно изменяться внутри области взаимодействия волны накачки с плазмой при постоянной частоте f_0 . В связи с этим в ходе экспериментов по измерению искусственного оптического свечения желательно иметь оперативную диагностику отстройки δf .

Такую диагностику при условиях $f_0 \approx nf_{ce}$ и $f_0 > nf_{ce}$ для гармоник $n > 3$ могут обеспечивать измерения искусственного радиоизлучения ионосферы (см. раздел 1). В то же время при условии $f_0 < nf_{ce}$ оценки отстройки δf могут оказаться достаточно грубыми, поскольку в спектре искусственного радиоизлучения ионосферы отсутствуют компоненты, частоты которых обладают характерной зависимостью от δf . В этом случае для оценки отстройки δf приходится использовать зависимость от неё амплитуды пика спектральной компоненты DM (см. [35, рис. 3]). Однако для временных режимов излучения волны накачки в описываемом эксперименте данная зависимость может значительно варьироваться от сеанса к сеансу.

Кроме высотных изменений ионосферного слоя, к вариациям яркости оптического свечения могут приводить горизонтальные неоднородности ионосферной плазмы, дрейфующие поперёк геомагнитного поля, а также слабо контролируемая в эксперименте начальная концентрация надтепловых частиц (согласно [42, 43], во время эксперимента плазменные волны могут эффективно ускорять электроны только с достаточно большими «начальными» энергиями).

В силу вышеуказанных причин, несмотря на достаточно большое число проведённых экспериментов, построение надёжной физической картины ускорения электронов в области высоких гирорезонансов требует дополнительных экспериментальных данных.

В экспериментах на стенде HAARP [23] было показано, что яркость свечения в красной и зелёной линиях оказывается выше при частотах волны накачки выше 2-й гармоники гирочастоты электронов, чем в обратном случае ($f_0 < 2f_{ce}$). Надёжные данные о зависимости яркости оптического свечения от отстройки $f_0 - 3f_{ce}$ при воздействии радиоволны вблизи третьей гармоники f_{ce} к настоящему времени не получены [23, 24]. Ряд экспериментов проведён при частоте волны накачки вблизи частоты $4f_{ce}$ [24, 45, 46]. В работе [45] в экспериментах на стенде «Сура» зарегистрировано свечение в зелёной линии во время импульсного воздействия (длительность импульса 20 мс, период повторения 2 с) в течение примерно 100 с после перехода от непрерывного излучения волны накачки к импульсному при частоте $f_0 = 5320 \text{ кГц} \approx 4f_{ce} + 120 \text{ кГц}$. Этот эффект авторы [45] связывают с генерацией верхнегибридных плазменных волн при рассеянии волны накачки на мелкомасштабных вытянутых вдоль магнитного поля неоднородностях электронной концентрации (релаксирующих после непрерывного воздействия) и ускорении электронов верхнегибридными волнами.

В эксперименте [48], проведённом на стенде EISCAT при фиксированной частоте $f_0 = 5423 \text{ кГц}$, в ходе двухминутных циклов излучения волны накачки разность $\delta f = f_0 - 4f_{ce}$ уменьшалась на 20 кГц. При этом одновременно уменьшалась высота генерации искусственного оптического свечения в красной линии атомарного кислорода и увеличивалась температура электронов. Отстройка δf определялась по зависимости (1) позиции положения компоненты BUM в спектре искусственного радиоизлучения ионосферы и с использованием модели геомагнитного поля IGRF. В ходе двухминутных циклов нагрева отмечалось приближение частоты пика компоненты BUM к частоте волны накачки, что соответствует, согласно (1), понижению высоты области генерации компоненты BUM. По-видимому, в эксперименте [48] наблюдался эффект, аналогичный по своей природе эффекту создания слоя искусственной ионизации [13, 20, 46, 47]. Отметим, что согласно рис. 2 из [48] область генерации компоненты BUM перемещалась со скоростью приблизительно 0,5 км/с, что соответствует скорости спуска слоя искусственной ионизации в эксперименте [46, 47].

В работе [24] приведены данные измерений в красной линии атомарного кислорода $O(^1D)$ и фиолетовой линии молекулярного азота $N_2^+(B_2^{\Sigma^+u})$ с длиной волны 427,8 нм и порогом возбуждения 18,75 эВ при частотах волны накачки $5250 < f_0[\text{кГц}] < 5425$, $-100 < \delta f[\text{кГц}] < 50$. В этом эксперименте частота f_0 изменялась с шагом 20 кГц в течение каждого двухминутного цикла воздействия, а высота двойного плазменного резонанса определялась по данным радара некогерентного рассеяния и модели IGRF. В этой работе утверждается, что свечение в красной линии практически не зависит от разности δf в использовавшемся интервале, за исключением ослабления яркости свечения при условии $f_0 \approx nf_{ce}$ (попадание в двойной резонанс). В фиолетовой линии наблюдается заметное увеличение яркости при условиях $f_0 \approx 4f_{ce}$ и $f_0 > 4f_{ce}$. Кроме того, в эксперименте 10 марта 2002 года искусственное свечение в фиолетовой линии наблюдалось при отстройках δf , достигающих 200 кГц [10].

Отметим, что эксперименты на стенде EISCAT [24, 48] проводились при наклоне центрального луча диаграммы направленности на 9° к югу, т. е. по существующим представлениям пятно свечения (область взаимодействия волны накачки с плазмой) находилось в магнитном зените [25, 26]. В экспериментах на стенде HAARP [49] диаграмма направленности стенда была направлена непосредственно в магнитный зенит.

В представленных в данной работе экспериментах отстройка δf контролировалась, в частности, по измерениям искусственного радиоизлучения ионосферы (см. раздел 1). В ходе экспери-

ментов разность δf изменялась не только в силу изменения частоты f_0 , но и в силу изменения ионосферных условий. В частности, во время экспериментов 14 сентября 2012 года в интервале с 21:19 по 21:49 при одной и той же частоте волны накачки $f_0 = 5\,330$ кГц отстройка δf изменилась от $+(5\div 10)$ до $-(10\div 15)$ кГц (см. рис. 2). Это соответствует опусканию области взаимодействия волны накачки с плазмой приблизительно на 10 км (от 265 до 255 км). В результате при достаточно большом шаге изменения частоты волны накачки (30 кГц) в окрестности гармоники $f_0 \approx 4f_{ce}$ и достаточно длительном использовании одной и той же частоты волны накачки удалось получить данные о яркости оптического свечения при различных отстройках δf . Эти данные суммированы на рис. 7 (красная линия, $\lambda = 630$ нм) и рис. 8 (зелёная линия, $\lambda = 557,7$ нм).

Отсутствие явной зависимости яркости свечения в красной линии от отстройки δf в целом подтверждает результаты эксперимента [24]. В то же время в нашем эксперименте не зарегистрировано уменьшение яркости при условии $f_0 \approx 4f_{ce}$, но в одном из сеансов яркость заметно увеличилась (примерно в 1,7 раза) в случае отстройки $\delta f \approx -15$ кГц — в области частот волны накачки «под гармоникой» [34], для которой интенсивность компоненты ДМ близка к локальному максимуму. Отсутствие уменьшения яркости при условии $f_0 \approx 4f_{ce}$ связано, по всей видимости, с тем, что в нашем эксперименте в силу естественных вариаций высоты ионосферы и используемого режима излучения волны накачки (2 мин — излучение, 4 мин — пауза) воздействия в резонансных условиях ($f_0 \approx 4f_{ce}$) просто не было. Причина сильного увеличения яркости в одном из сеансов остаётся неизвестной.

Несмотря на сильные естественные вариации яркости (см. рис. 2), нам удалось, по-видимому, впервые получить достоверные данные о зависимости яркости в зелёной линии $\lambda = 557,7$ нм от отстройки δf от четвёртого циклотронного резонанса. При этом для выделения полезного оптического сигнала пришлось использовать метод наложения эпох воздействия с аналогичными условиями эксперимента (частота волны накачки и длительность воздействия). В результате показано, что при вертикальном излучении волны накачки искусственное свечение в зелёной линии регистрировалось для частот волны накачки в области «под гармоникой» ($\delta f \approx -(5\div 15)$ кГц) и в случае $\delta f \approx 220\div 280$ кГц, который соответствует так называемому сильному искусственному радиоизлучению ионосферы. При наклоне диаграммы направленности стенда «Сура» на 12° к югу в плоскости магнитного меридиана и оптических инструментах, нацеленных в магнитный зенит (эксперимент 11.09.2012), наблюдалось заметное свечение в зелёной линии в случае $\delta f \approx 15\div 20$ кГц (область частот волны накачки «над гармоникой», см. рис. 8а и [34]), при вертикальном излучении волны накачки свечение в этой области частот не регистрировалось. В красной линии, как и в более ранних экспериментах на стенде «Сура» [18, 25], при наклоне диаграммы на 12° к югу пятно свечения наблюдалось в области магнитного зенита, при этом яркость свечения была в 1,5 раза выше, чем при вертикальном излучении волны накачки. Является ли появление искусственного свечения при $\delta f \approx 15\div 20$ кГц следствием общего увеличения яркости при излучении волны накачки в магнитный зенит, либо изменения характера зависимости яркости от отстройки δf , предстоит выяснить в дальнейших экспериментах. Увеличение яркости оптического излучения при ориентации диаграммы направленности стенда в магнитный зенит отмечалось в серии работ на установках EISCAT и HAARP (см., например, [4, 7]), но на стенде «Сура» зафиксировано впервые.

В заключение отметим, что наряду с генерацией искусственного оптического свечения в красной линии, в экспериментах было отмечено подавление фона свечения, связанного с температурной зависимостью коэффициента диссоциативной рекомбинации. В работах [21, 22] подавление наблюдалось при воздействии на ионосферу волной с необыкновенной поляризацией. На стенде «Сура» этот эффект отмечался нами ранее в публикациях [19, 25] в случае воздействия обыкновенной волной под углами 12° и 16° к вертикали. В представленных экспериментах эффект

подавления наблюдался как при вертикальном излучении волны накачки в эксперименте 14 сентября, так и при наклонении диаграммы направленности стенда 11 сентября. Кроме того, в ходе эксперимента 11 сентября эффекты усиления и подавления оптического свечения наблюдались одновременно. При этом область подавления вокруг пятна искусственного свечения достигала диаметра 30° (см. рис. 5, 6). Подробно конкуренция наблюдаемых эффектов будет рассмотрена в отдельной статье.

Раздел 1 настоящей работы выполнен в рамках госзадания З.1252.2014/к при поддержке грантов РФФИ 14-02-31459, 13-02-97072, 13-02-12074 и 13-02-00957. Разделы 2 и 3 выполнены при поддержке гранта РНФ 14-12-00706.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Carlson H. C., Wickwar V. B., Mantas G. P. // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1982. V. 44. P. 1 089.
2. Bernhardt P. A., Duncan L. M., Tepley C. A. // *J. Geophys. Res.* 1989. V. 94. P. 7 003.
3. Kosch M. J., Rietveld M. T., Hagfors T., Leyser T. B. // *Geophys. Res. Lett.* 2000. V. 27. P. 2 817.
4. Pedersen T. R., Carlson H. C. // *Radio Sci.* 2001. V. 36. P. 1 013.
5. Pedersen T. R., McCarric M., Gerken E., et al. // *Geophys. Res. Lett.* 2003. V. 30. P. 1 169.
6. Kosch M. J., Rietveld M. T., Kavanagh A. J., et al. // *Geophys. Res. Lett.* 2002. V. 29. P. 2 112.
7. Rietveld M. T., Kosch M. J., Blagoveshchenskaya N. F., et al. // *J. Geophys. Res. A.* 2003. V. 108, No. 4. P. 1 141.
8. Kosch M. J., Rietveld M. T., Senior A., et al. // *Geophys. Res. Lett.* 2004. V. 31. Art. no. L12805.
9. Djuth F. T., Pedersen T. R., Gerken E. A., et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 94. Art. no. 125001.
10. Gustavsson B., Sergienko T., Kosch M. J., et al. // *Ann. Geophys.* 2005. V. 23. P. 1 747.
11. Gustavsson B., Newsome R., Leyser T. B., et al. // *Geophys. Res. Lett.* 2009. V. 36. Art. no. L20102.
12. Kendall E., Marshall R., Parris T., et al. // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. Art. no. A08306.
13. Pedersen T., Gustavsson B., Mishin E., et al. // *Geophys. Res. Lett.* 2009. V. 36. Art. no. L18107.
14. Bernhardt P. A., Wong M., Huba J. D., et al. // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105. P. 10 657.
15. Kosch M. J., Pedersen T., Mishin E., et al. // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112. Art. no. A08304.
16. Grach S. M., Sergeev E. N., Nasyrov A. M., et al. // *Adv. Space Res.* 2004. V. 34, No. 11. P. 2 422.
17. Kosch M. J., Pedersen T., Mishin E., et al. // *J. Geophys. Res.* 2007. V. 112. Art. no. A06325.
18. Grach S. M., Kosch M. J., Yashnov V. A., et al. // *Ann. Geophys.* 2007. V. 25. P. 689.
19. Клименко В. В., Грач С. М., Сергеев Е. Н. и др. // Сб. докл. XXIII Всерос. конф. по распространению радиоволн, Йошкар-Ола, 23–26 мая 2011 г. Т. 2. С. 239.
20. Pedersen T., Gustavsson B., Mishin E., et al. // *Geophys. Res. Lett.* 2010. V. 37. Art. no. L02106.
21. Biondi A. A., Sipler D. P., Hake R. D. // *J. Geophys. Res.* 1970. V. 75, No. 31. P. 6 421.
22. Sipler D. P., Biondi M. A. // *J. Geophys. Res. A.* 1978. V. 83, No. 4. P. 1 519.
23. Kosch M. J., Pedersen T., Rietveld M. T., et al. // *Adv. Space Res.* 2007. V. 40. No. 3. P. 365.
24. Gustavsson B., Leyser T. B., Kosch M., et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 97. Art. no. 195002.
25. Грач С. М., Клименко В. В., Шиндин А. В. и др. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2012. Т. 55, № 1–2. С. 36.
26. Kosch M. J., Bryes C., Rietveld M. T., et al. // *Earth, Planets and Space.* 2014 (в печати).
27. Ponomarenko P. V., Leyser T. B., Thidé B. // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104. P. 10 081.
28. Stocker A. J., Honary F., Robinson T. R., et al. // *J. Geophys. Res.* 1993. V. 98, No. 13. P. 623.
29. Stubbe P., Stocker A. J., Honary F., et al. // *J. Geophys. Res. A.* 1994. V. 99. P. 6 233.
30. Honary F., Stocker A. J., Robinson T. R., et al. // *J. Geophys. Res.* 1995. V. 100, No. 21. P. 489.
31. Robinson T. R., Honary F., Stocker A. J., et al. // *J. Atmos. Terr. Phys.* 1996. V. 58. P. 385.

32. Leyser T. B. // Space Sci. Rev. 2001. V. 98, No. 3–4. P. 223.
33. Carozzi T. D., Thidé B., Grach S. M., et al. // J. Geophys. Res. 2002. V. 107, No. 9. P. 1253.
34. Sergeev E. N., Frolov V. L., Grach S. M., et al. // Adv. Space Res. 2006. V. 38, No. 11. P. 2518.
35. Котов П. В., Сергеев Е. Н., Грач С. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 2008. Т. 51, № 6. С. 461.
36. Грач С. М., Сергеев Е. Н., Яшнов В. А. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2008. Т. 51, № 7. С. 553.
37. Грач С. М., Тиде Б., Лейзер Т. // Изв. вузов. Радиофизика. 1994. Т. 37, № 5. С. 617.
38. Гуревич А. В., Зыбин К. П., Карлсон Х. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 2005. Т. 48, № 9. С. 772.
39. Finlay C. C., Maus S., Beggan C. D., et al. // Geophys. J. Intern. 2010. V. 183. P. 1216.
40. Mantas G. P., Carlson H. C. // J. Geophys. Res. 1996. V. 101. Art. no. 0148.
41. Gurevich A. V., Dimant Ya. S., Milikh G. M., et al. // J. Atm. Terr. Phys. 1985. V. 47. P. 1057.
42. Грач С. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 1999. Т. 42, № 7. С. 651.
43. Грач С. М., Митяков Н. А., Трахтенгерц В. Ю. // Физика плазмы. 1986. Т. 12. С. 693.
44. Pedersen T., McCarrick M., Reinisch B., et al. // Ann. Geophys. 2011. V. 29. P. 47.
45. Grach S. M., Men'kova Yu. E., Stubbe P. // Adv. Space Res. 2004. V. 34. P. 2428.
46. Sergeev E., Grach S., Shindin A., et al. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. Art. no. 065002.
47. Грач С. М., Сергеев Е. Н., Шиндин А. В. // Докл. АН. 2014. Т. 454, № 5. P. 526.
48. Ashrafi M., Kosch M. J., Kaila K., Isham B. // J. Geophys. Res. A. 2007. V. 112. Art. no. 05314.
49. Kosch M. J., Pedersen T., Hughes J., et al. // Ann. Geophys. 2005. V. 23. P. 1.

Поступила в редакцию 22 июля 2014 г.; принята в печать 17 ноября 2014 г.

THE 630 NM AND 557.7 NM AIRGLOW DURING HF PUMPING BY THE SURA FACILITY RADIATION FOR PUMP FREQUENCIES NEAR THE FOURTH ELECTRON GYROHARMONIC

A. V. Shindin, S. M. Grach, V. V. Klimenko, I. A. Nasyrov, E. N. Sergeev, A. B. Beletski, M. A. Taschilin, and R. I. Gumerov

We present the results of analysis of the dependence of the ionospheric airglow in the red (630 nm) and green (557.7 nm) lines of atomic oxygen on the pump-wave frequency f_0 near the fourth electron gyroharmonic $4f_{ce}$. The experimental data were obtained in 2012 using the SURA heating facility. Stimulated electromagnetic emission spectra were used to determine the relation between f_0 and $4f_{ce}$. It is found that at $f_0 > 4f_{ce}$ and $\delta f = f_0 - 4f_{ce} \approx 15\text{--}20$ kHz the red-line airglow intensity is about a factor of 1.5 higher for the magnetic zenith pumping (when the pump beam is inclined 12° south of the magnetic field direction) than for the vertical pumping. In the green line for the same offsets δf , the airglow was recorded with confidence only during magnetic zenith pumping. During vertical pumping, no regular dependence of the red-line airglow intensity on δf in the range $-15 < \delta f < 280$ kHz was obtained, while the green-line airglow was observed at $15 < \delta f < +5$ kHz and $230 < \delta f < 280$ kHz. In the red line during vertical pumping, a change from the artificial airglow generation to the ionospheric background suppression was detected when the F -layer cutoff frequency was decreased. During magnetic zenith pumping, a wide (about 30°) background suppression was observed around the airglow spot with an about 6° angular width.