

УДК 533.951

РЕАКЦИЯ ФОНОВОГО ОПТИЧЕСКОГО СВЕЧЕНИЯ ИОНОСФЕРЫ НА НАГРЕВ МОЩНЫМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ

© 2021 г. Ю. К. Легостаева^{1, *}, А. В. Шиндин^{1, **}, С. М. Грач^{1, ***}

¹Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
г. Нижний Новгород, Россия

*e-mail: julilegostaeva@gmail.com

**e-mail: shindin@rf.unn.ru

***e-mail: sgrach@rf.unn.ru

Поступила в редакцию 29.10.2020 г.

После доработки 02.12.2020 г.

Принята к публикации 28.01.2021 г.

Представлены результаты численного моделирования динамики яркости свечения в красной линии атомарного кислорода с длиной волны 630 нм в результате нагрева ионосферы мощным КВ-радиоизлучением. Моделирование проводилось на основе системы, включающей в себя уравнение для электронной температуры T_e (уравнение теплопроводности) с локализованным источником нагрева вблизи точки отражения волны накачки; уравнение баланса концентрации ионов молекулярного кислорода O_2^+ , возникающих вследствие реакции перезарядки ($O^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + O$), уравнение для концентрации атомов кислорода в возбужденном состоянии $O(^1D)$, возникающими вследствие диссоциативной рекомбинации ($O_2^+ + e^- \rightarrow O + O(^1D)$) и ответственными за генерацию свечения. Использовались распределения молекулярного (O_2) и атомарного (O) кислорода по высоте, взятые из эмпирической модели атмосферы NRLMSISE-00 и профили электронной концентрации N_e , взятые из модели International Reference Ionosphere (IRI), модифицированные с учетом данных экспериментов 2010 г. и 2012 г. на стенде СУРА. Результаты сравниваются с экспериментальными данными. На основе выполненных вычислений удастся интерпретировать наблюдаемые в эксперименте подавление фонового свечения после включения нагрева ионосферы мощной радиоволной и эффект “послесвечения” после выключения нагрева.

DOI: 10.31857/S001679402103010X

1. ВВЕДЕНИЕ

Воздействие мощных радиоволн на свечение ионосферы в оптическом диапазоне широко исследуется в экспериментах, начиная с 70-х годов XX века, в том числе на стенде СУРА [Sipler, 1978; Haslett, 1974; Клименко, 2017; Грач, 2012; Gustavsson, 2005; Шиндин, 2014; Kosch, 2007; Bernhardt, 2000, 1988]. Свечение ионосферы возникает при переходе электронов с возбужденных уровней атомов, молекул и ионов ионосферы на более низкие энергетические уровни. Возбуждение соответствующих уровней происходит при столкновениях атомов с электронами, энергия которых превышает потенциал возбуждения уровней, а также в результате ионно-молекулярных реакций, где высвобождается энергия, достаточная для возбуждения одного из атомов, в частности, при диссоциативной рекомбинации электронов и молекул.

Увеличение интенсивности оптического свечения ионосферы при воздействии радиоволны накачки обыкновенной поляризации (искусственное оптическое свечение) связано с ускорением электронов плазменными волнами, возникающими при развитии параметрических неустойчивостей [Клименко, 2017]. По измерениям искусственного оптического свечения на различных длинах волн (соответственно, с различными потенциалами возбуждения) можно судить о функции распределения таких электронов по энергиям [Gustavsson, 2005]. Другой возможный механизм усиления свечения – сильное увеличение температуры электронов T_e и, следовательно, увеличение доли достаточно энергичных частиц в “хвосте” равновесной максвелловской функции распределения [Mantas, 1996].

В то же время, нагрев ионосферы должен приводить к подавлению фонового свечения ионосферы вследствие температурной зависимости

коэффициента диссоциативной рекомбинации α_c (уменьшения α_c с ростом T_e) и, следовательно, к уменьшению концентрации возбужденных атомов, ответственных за генерацию свечения. Таким образом, при воздействии на ионосферу мощным радиоизлучением имеет место конкуренция двух противоположных эффектов. Оба этих эффекта наблюдались в экспериментах по воздействию на ионосферу [Грач, 2012; Клименко, 2017; Шиндин, 2014]. Подавление интенсивности свечения наблюдается при воздействии на ионосферу радиоволнами как обыкновенной, так и необыкновенной поляризации.

Отметим, что эффект подавления свечения ожидался уже в первых экспериментах по воздействию на ионосферу на стенде в Боулдере и Аре-сибо и был обнаружен при воздействии на ионосферу волнами O и X-поляризации [Biondi, 1970; Utlaut, 1973]. В работе [Sipler, 1978] были проведены первые модельные расчеты поведения яркости свечения при воздействии, качественно объясняющие поведение яркости свечения в линии 630 нм. Однако никаких пояснений к методике модельных расчетов в [Sipler, 1978] не приведено.

В работе [Dang, 2017] выполнено численное моделирование увеличения яркости свечения вследствие повышения температуры электронов и подавления яркости свечения за счет температурной зависимости коэффициента рекомбинации в линиях 630 нм и 557.7 нм (зеленая линия атомарного кислорода, уровень O^1S).

Целью настоящей работы является численное моделирование второго из упомянутых эффектов, а именно поведения фонового свечения красной линии атомарного кислорода с длиной волны 630 нм, вызванного включением и выключением мощной радиоволны, вследствие температурной зависимости коэффициента рекомбинации $\alpha_c(T_e)$ и сравнение результатов моделирования с данными экспериментов на стенде СУРА, в которых усиление оптического свечения не наблюдалось, а также определение параметров, необходимых для количественного сравнения экспериментальных данных и модели. При этом использовались уравнения для электронной температуры, а также концентраций компонентов, ответственных за диссоциативную рекомбинацию (ионов молекулярного кислорода O_2^+ , атомов возбужденного кислорода в состоянии O^1D , ответственных за генерацию свечения) сходные с использованными в работе [Dang, 2017]. При этом модель источника нагрева электронов при воздействии на ионосферу бралась в соответствии с существующими представлениями о структуре возмущенной области ионосферы [Грач, 2016]. Для сопоставления использовались данные экспериментов, выполненных на стенде

СУРА [Грач, 2012, Клименко, 2017, Шиндин, 2014].

Оптическое свечение в красной линии атомарного кислорода (630 нм) соответствует переходу $O^1D \rightarrow O^3P_2$. Порог возбуждения уровня O^1D составляет 1.96 эВ (это наиболее низкий порог из исследуемых линий свечения ионосферы). Наиболее интенсивные эффекты воздействия радиоизлучения на оптическое свечение имеют место в F -слое ионосферы, на высотах 200–300 км. Концентрация электронов в F -слое варьируется в пределах 10^5 – 10^6 см $^{-3}$ в зависимости от времени суток и солнечной активности.

Ниже в разделе 2 формируется система уравнений, включающая в себя: (а) – уравнение для электронной температуры T_e (уравнение теплопроводности) с локализованным источником нагрева вблизи точки отражения волны накачки; (б) – уравнение баланса концентрации ионов молекулярного кислорода O_2^+ , возникающих вследствие реакции перезарядки между ионами атомарного кислорода O^+ и молекулами кислорода O_2 , и исчезающих вследствие диссоциативной рекомбинации при столкновениях с электронами; (в) – уравнение для концентрации атомов кислорода в возбужденном состоянии $O(^1D)$, возникающими вследствие диссоциативной рекомбинации и исчезающими (переходящими в основное невозбужденное состояние) вследствие излучения квантов на длине волны $\lambda = 630$ нм и реакции гашения вследствие столкновений с молекулами азота N_2 и кислорода O_2 . В разделе 3 приводится аналитическая оценка динамики поведения атомов O^1D для случая малого времени установления температуры электронов вследствие нагрева по сравнению со временами характерными перезарядки, диссоциативной рекомбинации и эффективного времени жизни, приводятся результаты моделирования и их сопоставление с данными эксперимента. В разделе 4 формулируются основные результаты работы.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Динамику яркости свечения ночной F -области ионосферы в красной линии атомарного кислорода (длина волны $\lambda = 630$ нм, переход из возбужденного состояния в основное $O^1D \rightarrow O^3P_2$) можно рассчитать в рамках следующей модели.

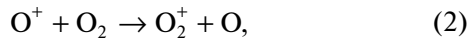
Яркость свечения, измеренная на поверхности Земли B_{630} определяется формулой

$$B_{630} = A_{630} \int [O^1D](z) dz, \quad (1)$$

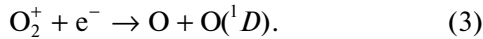
где яркость B_{630} измеряется в Рэлях ($1 \text{ Рл} = 10^6$ фотонов с квадратного сантиметра источника излучения в секунду), A_{630} – коэффициент

Эйнштейна, $[O^1D]$ – концентрация возбужденных атомов кислорода (здесь и далее величина в квадратных скобках $[X]$ означает концентрацию соответствующего компонента X), интеграл берется вдоль луча зрения регистрирующего прибора.

В невозмущенной ночной ионосфере возбужденные атомы кислорода O^1D образуются в результате последовательности реакций перезарядки



и диссоциативной рекомбинации



Концентрация возбужденных атомов кислорода $[O^1D]$ в F -области нарастает в результате реакции (3) и убывает с характерным временем τ_{eff} за счет дезактивации (гашения) при столкновениях с молекулами азота N_2 и кислорода O_2 (передача энергии на колебательные уровни), а также за счет излучения квантов при спонтанных переходах $O^1D \rightarrow O^3P_2$ ($\lambda = 630$ нм) и $O^1D \rightarrow O^3P_1$ ($\lambda = 633$ нм), τ_{eff} определяется выражением:

$$\tau_{\text{eff}} = (k_{d1}[N_2] + k_{d2}[O_2] + A_{630} + A_{633})^{-1}, \quad (4)$$

где $(k_{d1}[N_2])^{-1}$ и $(k_{d2}[O_2])^{-1}$ – характерные времена дезактивации с соответствующими молекулами, где $k_{d1} = 1.8 \times 10^{-11} \exp(107/T_n[K])$ см³/с, $k_{d2} = 3.2 \times 10^{-11} \exp(67/T_n[K])$ см³/с, $A_{630} = 7.1 \times 10^{-3}$ с⁻¹, $A_{633} = 2.2 \times 10^{-3}$ с⁻¹ [Link, 1988]. Значения параметров нейтральной атмосферы (концентрации молекул азота и кислорода) в зависимости от высоты брались из модели NRLMSIS-00.

Уравнение баланса для $[O^1D]$ имеет, таким образом, вид

$$\frac{d[O^1D]}{dt} = \eta_D \alpha(T_e)[O_2^+]N_e - \frac{1}{\tau_{\text{eff}}}[O^1D]. \quad (5)$$

Здесь η_D – квантовый выход для O^1D , $\eta_D \sim 1.1 - 1.3$ [Link, 1988], $\alpha(T_e)$ – коэффициент диссоциативной рекомбинации (реакция (3)), N_e и T_e – концентрация и температура электронов,

$$\alpha(T_e) = \alpha_0(300/T_e)^\beta, \quad \alpha_0 = 1.95 \times 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}. \quad (6)$$

α_0 – коэффициент диссоциативной рекомбинации при $T_e = 300$ К. Зависимость коэффициента рекомбинации от температуры исследовалась теоретически и экспериментально в целом ряде работ и варьируется от температуры по степени β от 0.5 до 1.5. Согласно некоторым экспериментальным данным показатель степени $\beta = 0.7$ при $T_e < 1200$ К и $\beta = 0.56$ при $T_e > 1200$ К [Sheeman, 1969, Гуревич, 1973].

Динамика концентрации ионов молекулярного кислорода $[O_2^+]$, ответственных за увеличение $[O^1D]$ в (5), описывается уравнением

$$\frac{d[O_2^+]}{dt} = k_1[O^+][O_2] - \alpha(T_e)[O_2^+]N_e, \quad (7)$$

где первый член в правой части соответствует росту $[O_2^+]$ в результате реакции перезарядки (2), а второй уменьшению $[O_2^+]$ в результате диссоциативной рекомбинации (3). В (7) k_1 – скорость реакции перезарядки, $k_1 = 2 \times 10^{-11}$ см³/с.

В верхней ионосфере (F -область) основным ионом является ион атомарного кислорода O^+ , а доля ионов молекулярного кислорода составляет около 1–2%, $[O^+] \approx N_e$, и в стационарном состоянии ($d/dt = 0$) $[O_2^+] \approx k_1[O_2]/\alpha(T_e) \sim 10^{-4}$, $[O_2^+] \ll [O^+]$.

Скорость изменения концентрации $[O^+]$ в ночной области F определяется скоростью реакции (2) и имеет характерное время τ_1 , варьирующееся в пределах $\tau_1 = (k_1[O_2])^{-1} \approx 10^3 - 10^4$ с, в диапазоне высот 250–350 км. Это время велико по сравнению с другими характерными временами (временем изменения электронной температуры T_e , характерным временем диссоциативной рекомбинации $\tau_{\text{rec}} = (\alpha N_e)^{-1}$, характерным временем релаксации τ_{eff} атомов кислорода в состоянии O^1D , а также периодом циклов воздействия мощных радиоволн на ионосферу 2.5 мин – работа, 3.5 мин – пауза в сеансах, использованных для сравнения результатов моделирования с данными эксперимента. Поэтому концентрацию ионов атомарного кислорода в течении цикла излучения мощной радиоволны можно считать стационарной величиной, $[O^+] \approx \text{const}$.

Уравнение для температуры электронов (уравнение теплопроводности) с постоянными коэффициентами в области источника нагрева в F -слое запишем в виде:

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} - D_T \cos^2 \theta \frac{\partial^2 T_e}{\partial z^2} + \delta v_e (T_e - T_0) = Q_T, \quad (8)$$

где T_e – температура электронов (в °К); z, t – высота над поверхностью Земли и время; θ – угол между вертикалью и геомагнитным полем (температура перераспределяется вдоль последнего), $D_T = v_e l_e^2$, $l_e = 600$ м – длина свободного пробега электронов, $v_e = 300$ с⁻¹ – частота соударений электронов; $\delta = 10^{-4}$ – доля энергии, теряемая электроном при соударении с тяжелой частицей (ионом, нейтральном атомом или молекулой); $Q_T(z, t)$ – функция, характеризующая нагрев электронов высокочастотным электрическим полем. $Q_T(z, t)$ возьмем в виде:

$$Q_T(z, t) = Q_T(z) = \frac{2E_0^2 v_e}{3N_e 4\pi} \times \\ \times \epsilon \left[h\left(z - \left[z_0 - \frac{\Delta z}{2}\right]\right) - h\left(z - \left[z_0 + \frac{\Delta z}{2}\right]\right) \right] \times \\ \times [h(t - t_{\text{on}}) - h(t - t_{\text{off}})], \quad (9)$$

где $h(z)$ – единичная функция Хевисайда, t_{on} и t_{off} – времена включения и выключения волны накачки, z_0 и $\Delta z = 1$ км – высота центра и высотный интервал области воздействия волны накачки. Отметим, что характерный размер источника Δz мал по сравнению с характерной длиной теплопроводности $L_T = l_e / \sqrt{\delta} \sim 30$ км. Величину амплитуды электрического поля волны накачки E_0 можно вычислить по формуле [Клименко, 2017]:

$$E_0(z) [\text{В/м}] = 9.5 \sqrt{\frac{P_0 [\text{кВт}]}{z(\text{м})}}, \quad (10)$$

где P_0 – эффективная мощность волны накачки, излучаемой с поверхности Земли. При воздействии на ионосферу волны обыкновенной поляризации основной вклад в нагрев электронов вносят, как уже указывалось, плазменные волны, которые возбуждаются в области плазменного резонанса в результате развития параметрических неустойчивостей [Грач, 2016]. Область существования плазменных волн в формуле (9) характеризуется параметром Δz – размером источника нагрева по высоте. Согласно существующим теоретическим моделям [Грач, 2016] при длительном нагреве (~ 1 мин) вклад энергии волны накачки в нагрев электронов происходит в области верхнегибридного резонанса (на высоте $z = z_0$), где $f_{\text{pe}}^2 = f_1^2 - f_{\text{He}}^2$. Следовательно, $N_e = (\pi m / e^2)(f_1^2 - f_{\text{He}}^2)$, где m и e – масса и заряд электрона соответственно, f_{He} – циклотронная частота, f_{pe} – плазменная частота, величина Δz составляет ~ 1 км, и нагрев плазменными волнами оказывается существенно более интенсивным, чем нагрев электромагнитной волной. Поскольку расчет интенсивности электрического поля плазменных волн в области их существования оказывается достаточно трудным, мы будем считать, что плазменные волны однородно распределены по высоте на интервале Δz , а в уравнение (9) введен коэффициент $\epsilon > 1$, который характеризует увеличение реального источника нагрева по сравнению с нагревом только волной накачки, причем величина ϵ может варьироваться при проведении численного моделирования. Фактически оценка величин ϵ и Δz является одной из задач моделирования. Кроме того, в экспериментах, где осуществляется нагрев необыкновенной волной возбуждение плазменных волн не имеет места. В этом случае расчет температуры надо проводить с учетом распределения электрического поля волны накачки по

всей области ее распространения. Здесь же мы ограничиваемся конечным размером области генерации плазменных волн. При постоянных коэффициентах D_T , v_e , δ решения уравнений (5), (7), (8) в аналитическом виде записывается следующим образом:

$$T_e(z, t) = T_0 + \int \int_{-\infty}^t \frac{1}{2D_T \sqrt{\pi t'}} Q_T(y, t - t') \times \\ \times \exp\left[-\frac{(z - y)^2}{4D_T^2 t'} - \delta v_e t'\right] dy dt', \quad (11)$$

$$[O_2^+] = N_e \exp[-F(t)] \left[\frac{\tau_0}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_1} \int_0^t \exp[F(t')] dt' \right], \quad (12)$$

$$\text{где } F(t) = \frac{1}{\tau_0} \int_0^t \left(\frac{300 T_0}{T_e(t')} \right)^\beta dt',$$

$$[O^1 D] = \exp\left[-\frac{t'}{\tau_{\text{eff}}}\right] \times \\ \times \left[\eta N_e \frac{\tau_{\text{eff}}}{\tau_1} + \int_0^t \eta \frac{1}{\tau_0} O_2^+(t') \left(\frac{300 T_0}{T_e(t')} \right)^\beta \exp\left[\frac{t'}{\tau_{\text{eff}}}\right] dt' \right], \quad (13)$$

где введены характерные времена рекомбинации $\tau_0 = \frac{1}{\alpha_0 N_e}$ и перезарядки $\tau_1 = \frac{1}{k_1 [O_2]}$. В интеграле по времени нижний предел интегрирования $t = 0$ соответствует t_{on} , то есть началу изменения температуры.

Уравнения (11)–(13) являются базой для моделирования динамики поведения влияния нагрева на оптическое свечение в красной линии 630 нм и высотного распределения атомов возбужденного кислорода, с учетом моделей IRI и NRLMSIS-00 [Picone, 2002], (<https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/iri-vitmo.php>). На основе моделирования можно провести сравнение результатов с данными экспериментов, а также оценить параметры фотохимических процессов в области нагрева.

3. СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ С ДАННЫМИ ЭКСПЕРИМЕНТА

Подробный анализ фотометрических измерений по влиянию мощных КВ-радиоволн на оптическое свечение в красной линии, выполненных на стенде СУРА в 2010–2012 гг. дан в работах [Грач, 2012], [Клименко, 2017], [Шиндин, 2014].

Примеры поведения яркости свечения в линии $\lambda = 630$ нм для двух последовательных сеансов воздействия радиоизлучением стенда СУРА, выполненных 14.09.2012 г. приведены на рис. 1. Стенд излучал вертикально вверх на частоте

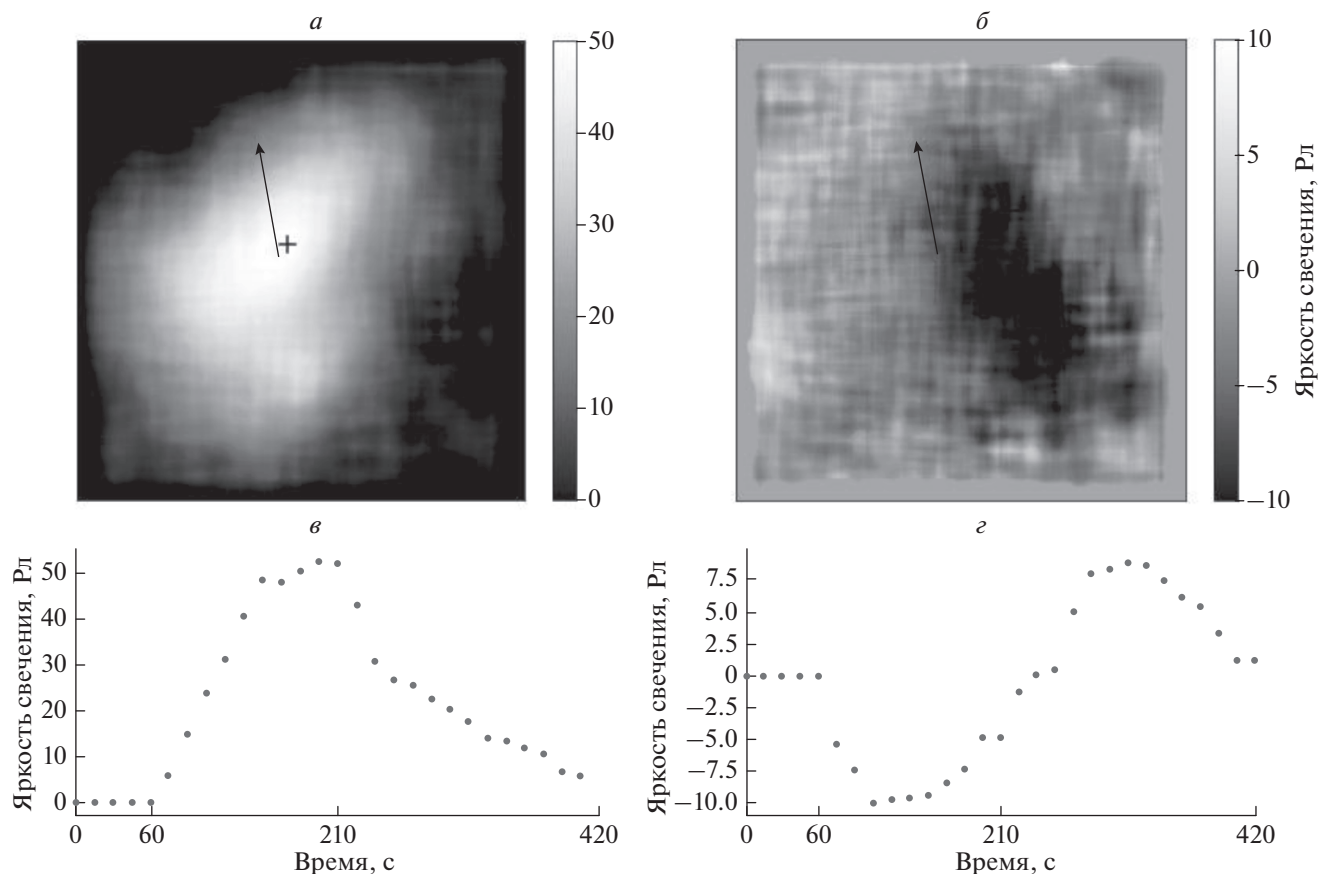


Рис. 1. Панель (а) — изображение ночного неба в красной линии атомарного кислорода с увеличением оптического свечения, вызванного ВЧ-накачкой. Стенд СУРА, 14.09.2012 г., 18:09 UTC. Стрелка показывает направление на географический север. Панель (б) — то же с подавлением фонового свечения для 14.09.2012 г., 18:13 UTC. Панели (в) и (г) — иллюстрируют динамику поведения яркости в результате воздействия ($t = 60$ с соответствует включению волны накачки, $t = 210$ с — выключению).

5.30 МГц. Эффективная излучаемая мощность составляла $P_{\text{эф}} \sim 200$ МВт. Изображения ночного неба, представленные на рис. 1, были получены с помощью ПЗС-камеры S1C/079-FP (FU) с полем зрения 20.6° . На панели (а) представлено изображение, полученное в 22:09 местного летнего времени (LT = 18:09 UTC + 4 ч), сеанс воздействие начался в 18:07 UTC. Хорошо видно заметное увеличение яркости излучения во время воздействия с максимальным значением ~ 50 Рл в точке, обозначенной крестиком. Панель (в) иллюстрирует динамику поведения яркости в результате воздействия ($t_{\text{он}} = 60$ с, $t_{\text{офф}} = 210$ с) в этой точке. Видно, что рост яркости свечения наблюдается в течение всего 150-секундного сеанса. После выключения нагрева имеет место релаксация яркости свечения, которая через ~ 25 с замедляется. В некоторых сеансах наблюдается даже увеличение яркости в это время. Это так называемый эффект “послесвечения”.

На панелях (б) и (г) показан эффект подавления фонового свечения. Портрет области панель (б)

зарегистрирован в 22:13:46 LT, в следующем сеансе воздействия (18:13:00–18:15:30 UTC). Видно (панель (г)), что подавление яркости достигает 10 Рл уже через ~ 50 с после включения волны накачки (что приблизительно соответствует значению $t_{\text{мин}}$, см. (16), затем интенсивность излучения начинает восстанавливаться. Увеличение яркости продолжается после выключения нагрева до $t = 310\text{--}320$ с, (до ~ 100 с после выключения нагрева) а затем яркость медленно спадает. В течение $240 \text{ с} \leq t \leq 410 \text{ с}$ яркость оптического свечения превышает стационарный уровень фона без нагрева (послесвечение). Видно, что за время паузы в работе нагревного стенда (3.5 мин) яркость свечения не успевает уменьшиться до стационарного уровня.

Подавление оптического свечения (630 нм) наблюдалось в экспериментах на установке СУРА в 2010–2016 гг. в ряде сеансов с нагревом ионосферы мощной электромагнитной волной обыкновенной (O) поляризации. Ранее подобный, но более слабый эффект наблюдался на установках

Платтевила и Аресибо с нагревом необыкновенно поляризованной (X) мощной волной [Sipler, 1978]. Для воздействия волной O-поляризации этот эффект, скорее всего, был замаскирован противоположным эффектом: увеличением яркости излучения, вызванным столкновениями атомов кислорода с электронами, ускоренными параметрически возбужденными плазменными волнами. Эффект, подавления свечения, вызванный волной накачки O-поляризации оказывается, сильнее, чем X-поляризованной волной, и сопровождается увеличением интенсивности излучения после выключения нагрева (послесвечение).

В работе [Клименко, 2017] на ряду с анализом фотометрических измерений оптического свечения ночного неба стенда СУРА, на основе системы уравнений (5), (7) проведено качественное исследование динамики поведения искусственного оптического свечения и показано, что поведения яркости свечения при однородном источнике нагрева, качественно описанное в предыдущем разделе, имеет именно такой характер. Однако в этой работе для моделирования использовался однородный слой (~10 км) ионосферной плазмы с параметрами, имеющими место в области возбуждения параметрических неустойчивостей. Соответственно делать выводы по сравнению результатов эксперимента с результатами такого моделирования о реальной величине нагрева электронов, концентрации возбужденных атомов O^1D , а также для оценки значений коэффициентов фотохимических реакций не представляется возможным, так как многие параметры зависят от высоты. Такое моделирование служит целью настоящей работы.

Моделирование динамики оптического свечения проводилось также в [Dang, 2017] для красной ($\lambda = 630$ нм) и зеленой ($\lambda = 557.7$ нм) линий атомарного кислорода. Результаты этой работы для $\lambda = 630$ нм качественно подобны представленным ниже. Однако в [Dang, 2017], сопоставления с конкретными результатами экспериментов не проводилось.

Используя теоретическую модель, которая включает уравнения для реакции перезарядки, диссоциативной рекомбинации и электронной теплопроводности, мы попытались сопоставить результаты моделирования с имеющимися у нас экспериментальными данными [Клименко, 2017; Грач, 2012]. Сделаем сначала некоторые аналитические оценки для характерных параметров ионосферной плазмы.

В условиях ионосферы характерное время установления температуры в результате нагрева электронов $(\delta v_e)^{-1}$ составляет 10–20 с, радиационное время жизни $\tau_r \sim (A_{630} + A_{633})^{-1} \sim 107$ с, характерное время диссоциативной рекомбинации $\tau_0 \approx (\alpha_0 N_e)^{-1} \sim 60$ с, а характерное время реакции

перезарядки $\tau_1 \sim 6000$ с, т.е. $(\delta v_e)^{-1} < \tau_0, \tau_r \ll \tau_1$. Эффективное время жизни (4) существенно меньше чем $\tau_r, \tau_{\text{eff}} \ll \tau_r$, где $\tau_{\text{eff}} \sim 35$ с. Полагая для простоты $(\delta v_e)^{-1} \ll \tau_0, \tau_r, \tau_1$, мы можем качественно оценить поведение концентрации возбужденных атомов кислорода $[O^1D]$ при мгновенном (скачком) увеличении (уменьшении) электронной температуры от T_0 до T_e , при этом существенно упрощаются выражения (12), (13) для концентраций $[O_2^+], [O^1D]$:

$$[O^1D] \approx \frac{\eta [O^+] \tau_{\text{eff}}}{\tau_1} \times \left[1 + \frac{(\sqrt{T_0/T_e} - 1)}{(\tau_{\text{eff}} \sqrt{T_0/T_e} - \tau_0)} (e^{-t/\tau_{\text{eff}}} - e^{-t/\tau_0}) \right], \quad (14)$$

$$[O_2^+] \approx \left[1 - e^{-t/\tau_0} (1 - \sqrt{T_0/T_e}) \right] \frac{\tau_0}{\tau_1} [O^+] \sqrt{T_e/T_0}. \quad (15)$$

Здесь мы полагаем $[O^+] \approx N_e, \beta = 0.5$.

Из выражений (5) и (7) следует, что стационарное значение ($d/dt = 0$) $[O^1D]_0$ не зависит от коэффициента рекомбинации и от температуры T_e , и равно $[O^1D]_0 = \eta N_e \tau_{\text{eff}} / \tau_1$.

Выражение (14) описывает динамику $[O^1D]$ и, следовательно, яркости свечения в красной линии во времени, которое отсчитывается от момента скачка температуры. Оно проиллюстрировано на рис. 2 для положительного (включения нагрева, (а)), отрицательного (выключения нагрева, (б)) скачков температуры $\Delta T = T_e - T_0$, а также для включения нагрева на период времени $60 \text{ с} < t < 210 \text{ с}$ ($t_{\text{on}} = 60 \text{ с}, t_{\text{off}} = 210 \text{ с}$) (в). Из рисунков и выражения (14) видно, во-первых, что стационарное значение $[O^1D]_0$ действительно не зависит от температуры. Эффект вариации фонового свечения из-за нагрева является принципиально нестационарным и связан с разницей характерных времен изменения коэффициента диссоциативной рекомбинации (зависящего от температуры!) и изменения концентрации молекулярных ионов. Из рисунка 2а, 2в видно, что при увеличении температуры сначала наблюдается падение концентрации $[O^1D]$, связанное с уменьшением коэффициента рекомбинации, но через время порядка 40–50 ~ с после достижения минимума при $t = t_{\text{on}} + t_{\text{min}}$,

$$t_{\text{min}} = \frac{\ln \left(\frac{\tau_0}{\tau_{\text{eff}} \sqrt{T_e/T_0}} \right)}{\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} - \frac{1}{\tau_0} \sqrt{T_e/T_0}}, \quad (16)$$

начинается восстановление концентрации $[O^1D]$, связанное с увеличением концентрации $[O_2^+]$.

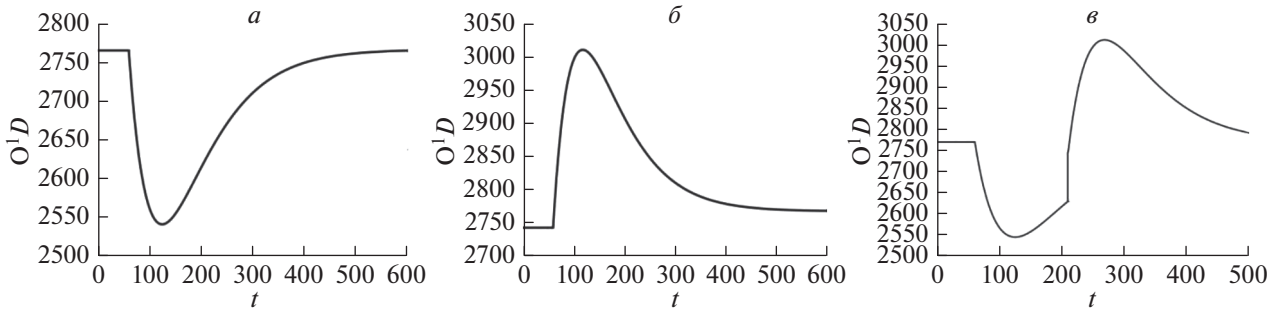


Рис. 2. Качественное поведение концентрации возбужденных атомов кислорода после мгновенного скачка температуры: (а) – положительный мгновенный скачок температуры, (б) – отрицательный мгновенный скачок температуры, (в) – при положительном скачке температуры при $t = 60$ с и его выключения на $t = 210$ с.

При выбранных параметрах $T_0 = 1250$ К, $\Delta T = 868$ К, $N_e = 2.26 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$ при частоте $f_1 = 5.3$ МГц время достижения минимума составляет $t \approx t_{\text{он}} + 53 \text{ с} = 113 \text{ с}$. Это время примерно соответствует данным эксперимента, приведенным на рис. 1г. Время достижения стационарного состояния после скачка температуры определяется разницей показателей экспонент в выражении (14) и оказывается ~ 5 мин. Величина уменьшения концентрации $[O^1D]$ растет при уменьшении $\tau_{\text{эфф}}$, увеличении начального значения $T_e = T_0$, а также при уменьшении N_e .

При скачкообразным уменьшении температуры наблюдается, естественно, обратный процесс, т.е. начальное увеличение $[O^1D]$ с последующим выходом к исходному стационарному значению. Время достижения максимума определяется формулой аналогичной (16), но, естественно, при “своих” значения T_0, T_e, τ_0 . В частности при тех же параметрах, но смене знака ΔT , максимум достигается при $t \approx t_{\text{он}} + 64 \text{ с} = 124 \text{ с}$. Концентрация ионов молекулярного кислорода (15) определяется соотношением времен $\tau_0/\tau_1 \ll 1$, причем $[O_2^+] \ll N_e$.

На динамику $[O^1D]$ при нагреве ионосферы от $t_{\text{он}} \leq t \leq t_{\text{офф}}$ (рис. 1в) влияют время рекомбинации $\tau_{\text{рес}}$, эффективное время жизни атома в возбужденном состоянии $\tau_{\text{эфф}}$, а также длительность нагрева $\zeta = t_{\text{офф}} - t_{\text{он}}$. Времена минимума и максимума $[O^1D]$ достигаются соотношением времен $\tau_{\text{эфф}}$ и τ_0 , а время выхода к стационарному состоянию определяется более медленным временем, и составляет примерно $3\tau_0$. Поскольку выключение нагрева на рис. 2в происходит при $t_{\text{мин}} < t < t_{\text{стан}}$, то подъем яркости начинается при значениях O^1D , не достигших стационарного уровня.

Подавление интенсивности излучения определяется, как уже упоминалось, уменьшением коэффициента диссоциативной рекомбинации α с ростом электронной температуры, уменьшении

ем $[O^1D]$ в соответствии с уравнением (5) и, следовательно, яркостью оптического излучения. Когда волна накачки выключается, электроны охлаждаются, T_e уменьшается, α и, следовательно, $[O^1D]$ увеличивается, что приводит к временному увеличению яркости (“послесвечение”). Характерное время изменения яркости при моделировании определяется коэффициентами реакции перезарядки и, как видим, близко к экспериментально наблюдаемому.

Результаты моделирования, выполненного для параметров ионосферы, имевших место 14.09.2012 г. и 10.09.2010 г., приведены на рис. 3–5. На рисунке 3 представлена динамика распределения $[O^1D]$ для положения источника нагрева на высоте $z_0 = 270$ км до (рис. 3а) и после (рис. 3б) вычитания стационарной концентрации возбужденных атомов $[O^1D]_0 = \eta N_e \tau_{\text{эфф}}/\tau_1$. Черная и белая линии иллюстрируют распределение по высоте стационарного значения $[O^1D]$ и распределение температуры электронов T_e перед выключением нагрева. Для моделирования использовались параметры ионосферы, имевшие место при исследованиях поведения оптического свечения ночного неба в красной линии 630 нм, выполненных на стенде СУРА в 2010 г. и 2012 г., а также параметры нейтральной атмосферы, взятые из модели атмосферы NRLM-SISE-00, и профили электронной концентрации N_e , взятые из модели International Reference Ionosphere (IRI), модифицированные с учетом ионосферных данных, зарегистрированных во время эксперимента, а именно высота области взаимодействия и критическая частота ионосферы, которая равнялась 5.2 МГц. Рассчитанный временной ход свечения для этого же сеанса показан на рис. 4 для двух наборов параметров k_1, α, ϵ : первый взят из литературы [Link, 1988] (тот же набор, используемый на рис. 3), а второй набор был подобран нами для лучшего совпадения с экспериментальными данными. На рисунке 5 показан еще один пример численных расчетов уже для

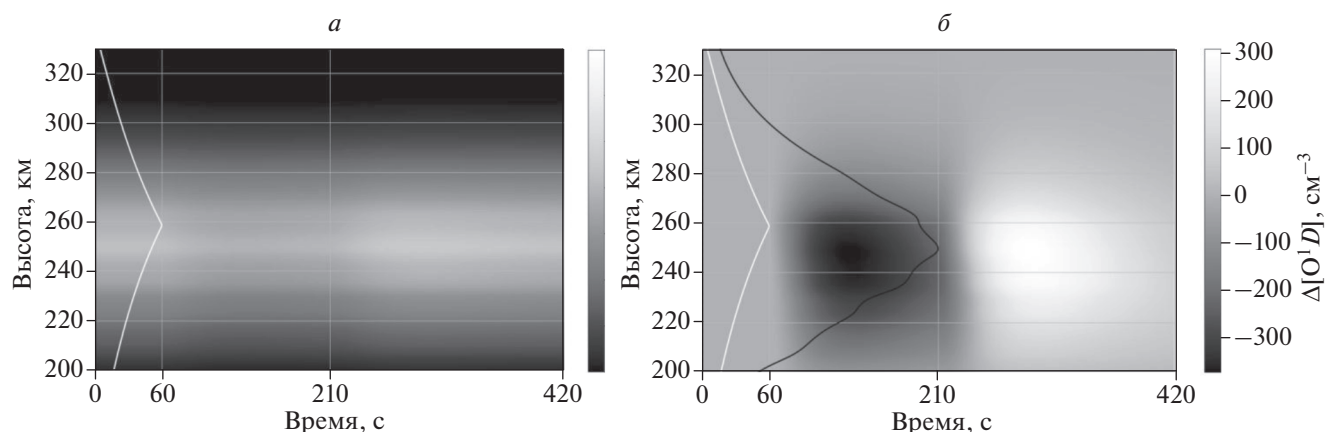


Рис. 3. Моделирование концентрации возбужденного кислорода O^1D , вызванного нагревом, для сеанса 18:12–18:19 UTC 14.09.2012 г. Черно-белые линии показывают распределение $[O^1D]$ по высоте без учета нагрева и распределение электронной температуры T_e по высоте до выключения нагрева. Панель (а) – соответствует динамике концентрации возбужденного кислорода до вычета фонового распределения, панель (б) – после вычета.

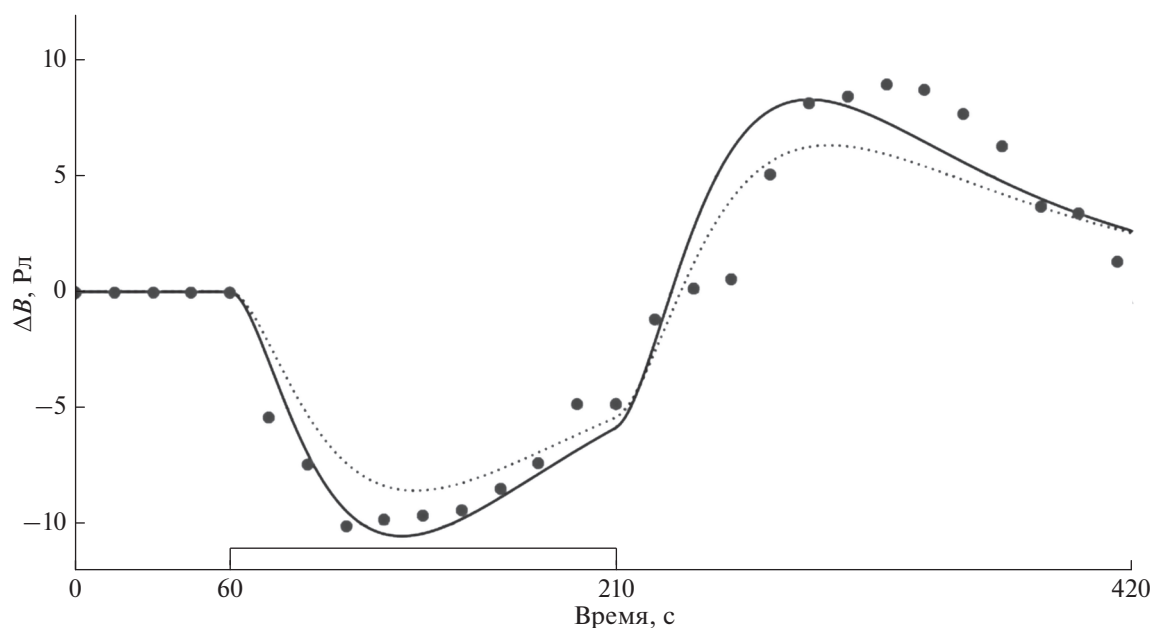


Рис. 4. Результаты моделирования динамики яркости излучения на земле для двух различных наборов параметров моделирования соответствующего сеансу воздействия 18:12–18:19 UTC 14.09.2012 г. Точки на рисунках соответствуют экспериментальным данным.

10.09.2010, здесь опять использовалось два набора параметров k_1 , α , ϵ , один взятый по-прежнему из [Link, 1988], а второй подобран нами для лучшего совпадения.

Результаты моделирования динамики яркости излучения на земле для двух различных наборов параметров моделирования, соответствующих сеансам воздействия 18:07–18:13 UT 14.09.2012 г. и 17:49–17:55 UTC 10.09.2010 г. (диаграмма направленности стенда в эксперименте 08.09.2010 г. была наклонена на 12° к югу, $f_0 = 4.74$ МГц) пока-

заны соответственно на рис. 4 и рис. 5. Точки на рисунках соответствуют экспериментальным данным. Видно, что расчетное поведение вариаций яркости ΔB близко к экспериментальному.

Характерное время изменения яркости при моделировании определяется коэффициентами реакции (2) и (3). Варьируя параметры α , k_1 и ϵ можно добиться достаточно близкого совпадения, как абсолютных значений вариаций яркости, так и динамики их поведения при нагреве ионосферы с данными эксперимента. Наилучшее

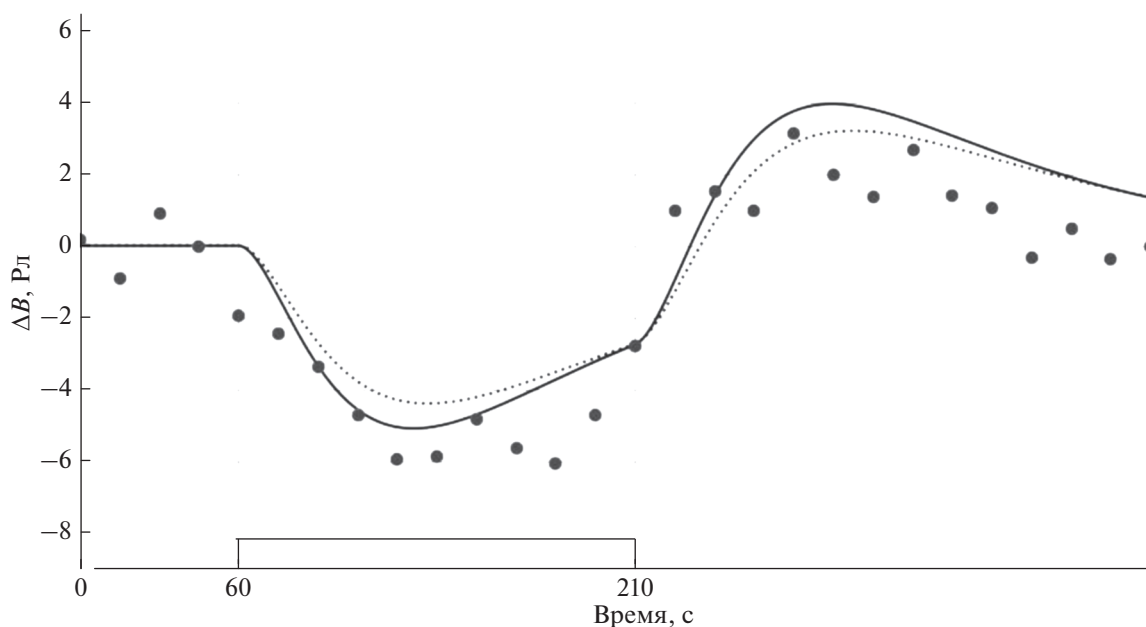


Рис. 5. Результаты моделирования динамики яркости излучения на земле для двух различных наборов параметров моделирования соответствующего сеансу воздействия 17:49–17:55 UTC 10.09.2010 г. Точки на рисунках соответствуют экспериментальным данным.

совпадение с экспериментом на рис. 4 и рис. 5 имеет место для сплошных кривых, когда коэффициенты α и k_1 были несколько изменены по сравнению с исходными (пунктирные кривые), взятыми из [Клименко, 2017; Link, 1988], при этом выбранные параметры оказываются близкими для обоих сеансов нагрева, проведенных в различные годы. В частности для лучшего совпадения значение коэффициент рекомбинации α при $T_e = 300$ К пришлось увеличить с $1.9 \times 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$, до $2.4 \times 10^{-7} \text{ см}^3/\text{с}$ для обоих проанализированных сеансов воздействия, а коэффициент скорости перезарядки k_1 – с $2 \times 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$ до $2.2 \times 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$ для эксперимента 2012 г. (рис. 4) и до $2.3 \times 10^{-11} \text{ см}^3/\text{с}$ для эксперимента 2010 г. (рис. 5). При этом параметр ϵ также менялся: для пунктирной линий $\epsilon = 7$ (рис. 4) и $\epsilon = 3.5$ (рис. 5), для сплошных линий $\epsilon = 9$ (рис. 4) и $\epsilon = 4$ (рис. 5).

При некотором, возможно произвольном изменении параметров моделирования можно практически совместить теоретическую кривую с экспериментальными точками.

4. ВЫВОДЫ

Таким образом, проведенное моделирование влияния нагрева электронов на поведение свечения в линии 630 нм демонстрирует хорошее согласие результатов с данными эксперимента при выбранных соответствующим образом параметров ионосферы и параметров эксперимента.

В отличие от [Клименко, 2017] для моделирования мы использовали более близкий к реальности случай, когда нагрев имеет место в узком (~ 1 км) слое в области плазменного резонанса. Отметим, что удается достигнуть не только качественного подобия, но и количественной близости, причем как абсолютных значений яркости оптического свечения, так и ее временных характеристик. Для достижения такого совпадения приходится варьировать некоторые аэрономические параметры ионосферы, в частности коэффициент рекомбинации и коэффициент гашения. При этом изменения параметров приводили к приблизительно одинаковым значениям k_1 , α для экспериментов, выполненных в различные годы.

Кроме того, подобное моделирование может позволить оценить эффективность передачи энергии от волны накачки плазменным волнам, когда наблюдается эффект подавления свечения вследствие нагрева электронов плазменными волнами. Отметим, что эффект подавления имеет место только в тех случаях, когда наблюдается искусственное радиоизлучение ионосферы [Грач, 2012; Шиндин, 2014]. Последнее свидетельствует о том, что эффект связан с нагревом наиболее вероятно именно плазменными волнами. Из теории следует [Грач, 2016], что плотность энергии плазменных волн в области их эффективного возбуждения оказывается существенно выше плотности энергии волны накачки.

Ранее подобное наблюдение эффекта подавления оптического свечения проводилось в [Sipler,

1978] при нагреве волной X-поляризации там же дана корректная интерпретация этого явления. Моделирование эффекта проводилось в работах [Клименко, 2017; Dang, 2017]. При этом в работе [Клименко, 2017], как уже указывалось, использовался однородный широкий слой, а в [Dang, 2017] не проводилось конкретного сопоставления с данными эксперимента. В [Dang, 2017] показано, что аналогичный эффект должен иметь место для свечения в зеленой линии атомарного кислорода O^1S с длиной волны $\lambda = 557.7$ нм и порогом возбуждения 4.2 эВ.

Возможно, что при более строгом описании процесса теплопроводности по сравнению с уравнением (11), в частности при учете зависимости коэффициента теплопроводности, частоты соударения электронов, а также коэффициента β в формуле (6) от температуры, удастся более точно определить аэрономические параметры ионосферной плазмы, в частности коэффициенты k_1 , α по сравнению с существующими данными.

Отметим еще две особенности экспериментальных данных, приведенных в настоящей работе. В 2010 году диаграмма направленности стенда СУРА наклонялась 12° и 16° к югу от вертикали в плоскости магнитного меридиана во всех случаях, когда наблюдался эффект подавления свечения. Подавление свечения при вертикальном нагреве наблюдалось практически только один раз в эксперименте 2012 г., данные которого приведены на рис. 1. Этот случай имел место, когда заметное дополнительное свечение в течение 2.5 минутного нагрева в сеансе 18:07–18:13 UTC см. рис. 1а сменилось подавлением свечения (см. рис. 2а) в следующем сеансе 18:13:00–18:15:30 UTC. В последующих сеансах вновь имело место дополнительное свечение [Шиндин, 2014]. При этом именно в сеансе 18:13:00–18:15:30 UTC согласно измерениям искусственного радиоизлучения ионосферы частота волны накачки была близка к 4-ой гармонике электронно-циклотронной частоты $f_0 \approx 4f_{ce}$, при этом эффективность генерации искусственного оптического свечения должна снижаться [Gustavsson, 2006].

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант № 18-02-00622 и грант № 20-32-70198, грант Минобрнауки РФ в рамках ФЦП “Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 гг.” (идентификатор проекта RFMEFI62020X0003, номер соглашения 075-15-2020-529). Аналитические оценки и сопоставление результатов моделирования с данными эксперимента выполнены в рамках Российского научного фонда, грант № 20-12-00197.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Грач С.М., Клименко В.В., Шиндин А.В., Насыров И.А., Сергеев Е.Н., Яшнов В.А., Позорелко Н.А. Оптическое свечение при воздействии на ионосферу радиоизлучением стенда СУРА: результаты экспериментов 2010 года // Изв.вузов. Т. 55(1–2). С. 36–56. 2012.
- Грач С.М., Сергеев Е.Н., Мишин Е.В., Шиндин А.В. Динамические характеристики плазменной турбулентности ионосферы, инициированной воздействием мощного коротковолнового радиоизлучения // УФН. Т. 59(11). С. 1091–1128. 2016.
- Гуревич А.В., Шварцбург А.Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука. 271 с. 1973.
- Клименко В.В., Грач С.М., Сергеев Е.Н., Шиндин А.В. Характеристики искусственного свечения ионосферы при омическом нагреве и при ускорении электронов плазменной турбулентностью, инициированными мощным радиоизлучением стенда СУРА // Радиофизика и Квантовая электрон. Т. 60(6). С. 481–501. 2017.
- Шиндин А.В., Грач С.М., Клименко В.В., Насыров И.А., Сергеев Е.Н., Белецкий А.Б., Тащилин М.А., Гумеров Р.И. 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 // Изв. вузов. Радиофизика. Т. LVII. № 11. С. 849–864. 2014.
- Bergnhardt P.A., Duncan L.M., Tepley C.A. Artificial airglow excited by high-power radio waves // Science. V. 242(4881). P.1022–1027. 1988. <https://doi.org/10.1126/science.242.4881.1022>
- Bernhardt P.A., Wong M., Huba J.D., Fejer B.G., Wagner L.S., Goldstein J.A., Selcher C.A., Frolov V L. Sergeev E.N. Optical remote sensing of the thermosphere with HF pumped artificial airglow // J. Geophys. Res. V. 105. № A5. 10. P. 10657–10671. 2000.
- Biondi M.A., Sipler D.P., Hake R.D. Optical (6300) detection of radio frequency heating of electrons in the F region // J. Geophys. Res. V. 75. № 31. P. 6421–6425. 1970.
- Dang T., Lei. J.H., Dou. X.K., Wan W.X. A simulation study of 630 nm and 557.7 nm airglow variations due to dissociative recombination and thermal electrons by high-power HF heating // Earth Planet. Phys. V. 1. P. 44–52. 2017. <https://doi.org/10.26464/epp2017006>
- Gustavsson B., Leyser T.B., Kosch M., Rietveld M.T., Steen A., Brandstrom B.U.E., Aso T. Electron Gyroharmonic Effects in Ionization and Electron Acceleration during High-Frequency Pumping in the Ionosphere // PRL V. 97. P. 195002. 2006. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.195002>
- Gustavsson B., Sergienko T., Kosch M.J. et al. The electron energy distribution during HF pumping, a picture painted with all colors // Ann. Geophys. V. 23. P. 1747–1754. 2005, SRef-ID: 1432-0576/ag/2005-23-1747
- Haslett J.C., Megill L.R. A model of the enhanced airglow excited by RF-radiation // Radio Science. V. 9. P. 1005–1019. 1974. <https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/iri-vitmo.php>
- Kosch M.J., Pedersen T., Rietveld M.T., Gustavsson B., Grach S.M., Hagfors T. Artificial optical emissions in the high-latitude thermosphere induced by powerful radio

- waves: An observational review // *Adv. Space Res.* V. 40. P. 365–376. 2007.
- *Link R., Cogger L.L.* A Reexamination of the O I 6300-Å Nightglow // *J. Geophys. Res.* V. 93. № A9. P. 9883–9892. 1988.
- *Mantas G.P., Carlson H.C.* Reinterpretation of the 6300-Å airglow enhancements observed in ionosphere heating experiments based on analysis of Platteville, Colorado, data // *J. Geophys. Res.* V. 101. № A1. P. 195–209. 1996.
- *Mehr F.J., Biond M.A.* Electron temperature dependence of recombination of O_2^+ and N_2^+ ions with electrons // *Phys. Rev.* V. 181. N. 1. P. 264–270. 2004.
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.181.264>
- *Picone J.M., Hedin A.E., Drob D.P., Aikin A.C.* NRLM-SISE-00 Empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues // *J. Geophys. Res.* V. 107(A12). P. 1468. 2002.
<https://doi.org/10.1029/2002JA009430>
- *Sipler D.P., Biondi M.A.* Arecibo ionospheric modification experiments – correlation of 630.0-nm intensity suppressions and enhancements with backscatter radar data // *J. Geophys. Res.* V. 83(A4). C. 1519–1522. 1978.
- *Sheeman C.H., Maurice J.P.* Dissociative recombination of N_2^+ , O_2^+ , and NO^+ : Rate coefficients for ground state and vibrationally excited ions // *J. Geophys. Res. Atmos.* V. 109. N. A3. 2004.
<https://doi.org/10.1029/2003JA010132>
- *Utlaut W.F., Cohen R.* Modifying the ionosphere with Intense Radio Waves // *Science.* V. 174. № 4006. P. 245–254. 1971.