

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОЩНЫХ КВ-РАДИОВОЛН С ПЛАЗМОЙ ВЕРХНЕЙ ИОНОСФЕРЫ

С.М. Грач

PHYSICAL FOUNDATIONS OF THE INTERACTION OF HIGH-POWER HF RADIO WAVES WITH THE UPPER IONOSPHERE PLASMA

S.M. Grach

Приведено краткое описание явлений и лежащих в их основе физических процессов, происходящих в верхней ионосфере (F-слое) под действием мощного КВ-радиоизлучения.

The paper presents brief description of phenomena and underlying physical processes occurring in the upper ionosphere (F-layer) under the action of HF powerful radio radiation.

1. Околосредняя плазма, в частности ионосфера, представляет собой удобный объект для изучения закономерностей возбуждения плазменной турбулентности как в естественных условиях, так и при различных искусственных воздействиях (излучение радиоволн с Земли и космических аппаратов, инжекция пучков заряженных частиц и различных химических реагентов). Систематические исследования процессов нелинейного взаимодействия мощного коротковолнового радиоизлучения с ионосферной плазмой проводятся с начала 70-х гг., когда были введены в строй специализированные нагревные стенды в Боулдере (Колорадо, США, 1970 г.), Аресибо (Пуэрто-Рико, США, 1971 г.), и Горьком (стенд «Зименки», 1972 г.). Краткое описание истории исследований дано в обзоре [Гуревич, 2007]. В настоящее время экспериментальные исследования возмущений ионосферы в поле мощных КВ-радиоволн проводятся на нагревных стендах «Сура» (НИРФИ, Россия), EISCAT (Тромсе, Норвегия), HAARP (Аляска, США), SPEAR (о. Шпедберген, Норвегия). Готовится к запуску после реконструкции стенд в Аресибо (Пуэрто-Рико, США). Проблеме взаимодействия мощных радиоволн с верхней ионосферой посвящено большое количество публикаций монографий [Гуревич, Шварцбург, 1973; Митяков и др., 1989] и обзоры [Ерухимов и др., 1979, 1987; Васильев, Гуревич, 1979; Грач и др., 1979; Hagfors, Stubbe, 1996, Frolov et al., 1997; Leyser, 2001; Гуревич, 2007; Kosch et al., 2007, Беликович и др., 2007].

При воздействии мощной КВ-радиоволны обыкновенной поляризации (волны накачки, ВН) на плазму F-слоя ионосферы в ней возникает искусственная ионосферная турбулентность (ИИТ). ИИТ возбуждается в ионосфере вблизи точки отражения ВН в области плазменного резонанса – области существования слабозатухающих плазменных ВЧ-волн с частотами $f \sim f_0$, (f_0 – частота ВН) – при превышении некоторой пороговой мощности в результате развития различных параметрических неустойчивостей (ПН). В условиях ионосферы ПН могут быть обусловлены как стрикционной (высокочастотное давление электрического поля), так и тепловой (джоулев нагрев) нелинейностями. ИИТ проявляется посредством следующих механизмов:

- возбуждение различных высокочастотных плазменных волн (ленгмюровских, верхнегибридных, бернштейновских);

- различные низкочастотные возмущения (ионно-звуковые и нижнегибридные волны, неоднородности концентрации плазмы, вытянутые вдоль геомагнитного поля на расстояния до десятков километров с поперечными масштабами от нескольких сантиметров до десятков километров);

- ускорение электронов, приводящее в результате их столкновений с нейтральными частицами к усилению электромагнитного излучения ионосферы в оптическом и УКВ-диапазонах и дополнительной ионизации ионосферной плазмы;

- генерация искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ) в коротковолновом диапазоне;

- вытеснение ионосферной плазмы из области ее нагрева плазменными волнами.

Рассеяние пробных КВ-радиоволн с частотами, близкими f_0 , в верхнегибридных на мелкомасштабных вытянутых неоднородностях приводит к аномальному ослаблению пробных волн. Мелкомасштабные (метровые и декаметровые) неоднородности обеспечивают также ракурсное рассеяние КВ- и УКВ-радиоволн. Возмущения плазмы верхней ионосферы под действием необыкновенных волн оказываются существенно слабее, поскольку последние отражаются от ионосферы ниже области существования плазменных волн, играющих основную роль в возбуждении ИИТ.

2. Наиболее быстро после включения ВН (за 3–10 миллисекунд) в F-области ионосферы развивается стрикционная параметрическая неустойчивость (СПН) вследствие выдавливания плазмы из областей с повышенной интенсивностью электрического ВЧ-поля \mathbf{E} в результате действия усредненной высокочастотной силы (силы Миллера) $\mathbf{F} \sim -\text{grad}|\mathbf{E}|^2$ на заряженные частицы. СПН приводит к возбуждению ленгмюровских волн и низкочастотных (ионно-звуковых) возмущений, в первую очередь, вблизи точки отражения ВН, поскольку здесь амплитуда ВН максимальна за счет эффекта разбухания поля. Пороговое поле СПН $E_{\text{пс}}$ определяется соотношением

$$E_{\text{пс}}^2 / 8\pi N T \sim \gamma_e / \omega_0, \quad (1)$$

где $\omega_0 = 2\pi f_0$ – циклическая частота ВН, γ_e – декремент затухания плазменных волн, который в отсутствие затухания Ландау определяется электронными соударениями. В эксперименте СПН проявляется в виде быстрого уменьшения амплитуды отраженного сигнала ВН – эффекта стрикци-

онного самовоздействия (ССВ) волны накачки – и генерации электромагнитных волн – узкополосной компоненты (NC) ИРИ с основной долей энергии в области отрицательных отстроек от частоты ВН $40 \text{ кГц} < \Delta f = f_{\text{ИРИ}} - f_0 < 0 \text{ кГц}$. Появление интенсивных ленгмюровских волн вблизи уровня отражения мощного радиоизлучения регистрируется также радарными некогерентного рассеяния. Характерная спектрограмма ИРИ за первые 200 мс воздействия накачки на ионосферу и временной ход отраженного от ионосферы сигнала ВН с ярко выраженным эффектом ССВ приведены на рис. 1. Пороговое поле эффекта ССВ варьирует в различных ионосферных условиях в пределах $E_{\text{пс}} \sim 220\text{--}750 \text{ мВ/м}$ и его зависимость от f_0 и γ_e практически совпадает с теоретической $E_{\text{пс}} \sim (f_0 \gamma_e)^{0.5}$. Установлено, что в вечерние часы пороговые поля и декременты определяются частотой столкновения электронов, тогда как днем значения $E_{\text{пс}}$ и γ_e значительно увеличиваются, что можно объяснить бесстолкновительным затуханием плазменных волн на фотоэлектронах. Динамика ССВ в целом соответствует теоретическим расчетам, сделанными в приближении слабой турбулентности, тогда как процесс генерации ИРИ на этой стадии воздействия не получил еще адекватной интерпретации.

3. После достижения минимума интенсивность отраженного сигнала ВН начинает нарастать и испытывает квазипериодические затухающие осцилляции с нарастающим периодом $T \sim 0.05\text{--}0.5 \text{ с}$ («пички»), хорошо видимые на рис. 1. Пички формируются в локальных областях возмущенной мощным радиоизлучением области ионосферы и имеют порог по мощности ВН, близкий порогу СПН. Одновременно с нарастанием отраженного сигнала уменьшается интенсивность ИРИ на всех отстройках, а в спектре NC при длительности воздействия $t > 15 \text{ мс}$ начинает различаться спектральный максимум (ponderomotive narrow continuum maximum, NCM) при отстройках $\Delta f \sim (-4)\text{--}(-6) \text{ кГц}$. Эта компонента в спектре ИРИ исчезает при развитии верхне-

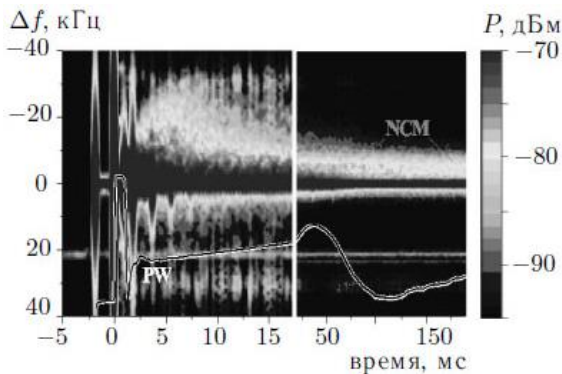


Рис. 1. Спектрограмма ИРИ за 20 мс (левая панель) и 200 мс (правая панель) воздействия волны накачки на F-область ионосферы. Данные получены 26.09.1998 г. для $f_0 = 6778 \text{ кГц}$. Усреднено 12 импульсов. Периодические ($\approx 2 \text{ мс}$) пики амплитуды сигнала связаны с широкими крыльями спектра фронтов импульса ВН при его включении и выключении, а также при многократном отражении от ионосферы. Черная кривая в нижней части рисунка демонстрирует поведение сигнала волны накачки во времени [Thide et al., 2005].

гибридных компонент ИРИ DM, BUM и BC и аномального ослабления ВН. Удовлетворительная интерпретация появления пичков в настоящее время отсутствует. По-видимому, на этой стадии происходит «спуск» области генерации СПН от точки отражения ВН, что приводит к уменьшению амплитуды ВН и скорости отбора энергии от ВН плазменными волнами, формированию характерного максимума в спектре плазменных волн и, при определенных условиях, к пространственно-временным колебаниям интенсивности ленгмюровской турбулентности.

4. За время порядка 0.5–5 с после включения ВН в F-области ионосферы развивается тепловая параметрическая неустойчивость (ТПН), которая приводит к возникновению плазменных ВЧ-волн и мелкомасштабных ($0.5 \text{ м} < l_{\perp} < \lambda_0 = c/f_0$) неоднородностей плотности плазмы, сильно вытянутых вдоль геомагнитного поля \mathbf{B}_0 (магнитоориентированных мелкомасштабных неоднородностей, ММН) и обусловлена омическим нагревом плазмы в суммарном поле волны накачки и плазменных волн. Тепловая нелинейность оказывается сильнее стрикционной, когда

$$\kappa_{\parallel}^2 l_e^2 \ll 1, \quad \kappa_{\perp}^2 \rho_e^2 \ll 1, \quad \tau \gg \nu_e^{-1},$$

где $\kappa_{\parallel}^{-1}, \kappa_{\perp}^{-1}$ – характерные продольные и поперечные \mathbf{B}_0 масштабы низкочастотных возмущений, $l_e = V_{\text{Te}} / \nu_e, \rho_e = V_{\text{Te}} / \omega_{ce}$ – длина свободного пробега и гирорадиус тепловых электронов, τ – характерное время их развития, ν_e – частота электронных столкновений. В процессе ТПН биения волны накачки и плазменных волн создают неоднородный источник нагрева электронов. В результате вытеснения плазмы из прогретых областей вследствие процесса термодиффузии образуются ММН. Плазменные волны, в свою очередь, возникают в результате рассеяния волны накачки на ММН. Сильная вытянутость неоднородностей вдоль \mathbf{B}_0 ($l_{\parallel} \sim 5\text{--}15 \text{ км}$) обусловлена резко анизотропным характером процессов переноса в магнитоактивной плазме (ионосфере): диффузия и теплопроводность в поперечном магнитному полю направлении оказываются значительно подавленными. Поэтому возникающие при ТПН плазменные волны должны быть почти ортогональны \mathbf{B}_0 , т. е. ТПН развивается вблизи уровня верхнего гибридного резонанса (ВГР) ВН, где $\omega_0^2 = \omega_{\text{ВГР}}^2 = \omega_{\text{pe}}^2 + \omega_{\text{ce}}^2$ (здесь ω_{pe} и ω_{ce} – соответственно электронные плазменная и циклотронная частоты).

Пороговое поле ТПН в однородной плазме оказывается существенно ниже порога СПН и определяется выражением

$$\frac{E_{\text{пс}}^1}{8\pi N T_e} = \frac{4}{3} (\delta + \delta_{\parallel} + \delta_{\perp}) \frac{\nu_e}{\omega_0},$$

где $(\delta \nu_e)^{-1} = \tau_T$ – характерное время установления электронной температуры T_e в плазме; δ – доля энергии, теряемая электроном при одном соударении с тяжелой частицей; величины $\delta_{\parallel} \nu_e = \kappa_{\parallel}^2 l_e^2 \nu_e$ и $\delta_{\perp} = \kappa_{\perp}^2 \rho_e^2 \nu_e$ характеризуют продольную и поперечную электронную теплопроводность. Регулярная

неоднородность среды весьма существенна для ТПН: размер l_c области взаимодействия волны накачки, плазменных волн и МН, оказывается малым по сравнению с продольным размером ММН L_T и с характерной длиной затухания плазменной волны l_3 , $l_c \ll l_3$, L_T . Величина l_c определяется длиной синхронизма плазменных волн и ВН, L_T – характерной продольной волной теплопроводности, $L_T = l_c(\delta + \delta_\perp)^{1/2}$, $l_3 = V_z/v_e$, где V_z – вертикальная компонента групповой скорости плазменных волн. Таким образом, эффективность источника нагрева при развитии ТПН уменьшается, по сравнению с однородной средой в $(l_c^2/l_3L_T)^{-1} \approx L_T\omega_0/Lv_e$ раз, где L – локальный масштаб градиента концентрации плазмы в области ТПН. Соответственным образом повышается порог ТПН в неоднородной среде. Для порогового поля ТПН E_{nm} в неоднородной среде в результате имеем

$$\frac{E_{nm}^2 |a_p|^2}{4\pi NT_e} = \frac{3}{2\pi} (\delta + \delta_\perp)^{1/2} \frac{l_c}{L}. \quad (2)$$

При прочих равных условиях пороговое значение E_{nm} определяется скалярным произведением векторов поляризации ВН и ПВ $|\mathbf{a}_p \mathbf{a}_p|^2$. Поскольку $\mathbf{a}_p \parallel \mathbf{k}_p$, а для вытянутых вдоль \mathbf{V}_0 неоднородностей $\mathbf{k}_\perp \perp \mathbf{V}_0$, то $\mathbf{k}_p \perp \mathbf{V}_0$ и эффективное взаимодействие между волной накачки, плазменными волнами и мелкомасштабными неоднородностями происходит только в том случае, когда электрическое поле ВН имеет достаточно большую компоненту, ортогональную магнитному полю $\mathbf{E}_\perp \perp \mathbf{V}_0$, т. е. в области ВГР для ВН должно быть выполнено квазипродольное приближение. В случае квазипоперечного распространения ВН $\mathbf{E} \parallel \mathbf{V}_0$, $|\mathbf{a}_p \mathbf{a}_p| \rightarrow 0$ и взаимодействие ВН с плазменными волнами в области ВГР существенно ослабляется. Определяющими становятся эффекты, связанные с СПН. Такая ситуация имеет место в экспериментах в Аресибо.

В эксперименте ММН проявляются через аномальное ослабление волны накачки и близких по частоте пробных радиоволн в результате их рассеяния в верхнегибридные волны, а также через ракурсное рассеяние КВ- и УКВ-радиоволн. При выполнении условия Брэгга–Вульфа ($\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_s = \mathbf{\kappa}$) оно обеспечивает распространение волны между соответствующими точками, расположенными на пересечении поверхности Земли с поверхностями сопряженных конусов, на которых расположены волновые векторы падающей и рассеянной волн \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_s , ось которых направлена вдоль \mathbf{V}_0 , а вершина лежит в центре рассеивающей области. Здесь $\mathbf{\kappa}$ – волновой вектор ММН, $\mathbf{\kappa} \perp \mathbf{V}_0$.

На основе измерений с помощью ракурсного рассеяния построена эмпирическая модель спектральных и динамических свойств ММН [Frolov et al., 1997], в которой спектральная интенсивность неоднородностей n_κ^2 представлена в виде

$$n_\kappa^2 = \Delta n^2(P) F(\kappa) F_1(t, \kappa, P) F_2(t, \kappa),$$

где $\Delta n^2(P)$ – интегральная интенсивность ММН при длительном непрерывном нагреве ионосферы, зависящая от мощности ВН P , $F(\kappa)$ описывает форму пространственного спектра ММН в стационарном

состоянии, $F_1(t, \kappa, P)$ – развитие неоднородностей различных масштабов после включения ВН, а $F_2(t, \kappa)$ – их релаксацию после ее выключения.

5. Через 30–60 с после начала воздействия развиваются крупномасштабные неоднородности ионосферной плазмы с размерами, превышающими длину волны накачки $l_\perp \geq \lambda_0 = c/f_0$, 50–100 м $\leq l_\perp \leq 1$ –3 км. Возбуждение таких неоднородностей связано с тепловой самофокусировочной неустойчивостью (СФН) [Васьков, Гуревич, 1979] и приводит к некоторому увеличению амплитуды отраженного от ионосферы сигнала ВН вследствие рассеяния мощной волны на таких неоднородностях. Поведение амплитуды отраженного сигнала ВН на стадиях СПН, пичков, ТПН и СФН представлено на рис. 2.

6. Информативным проявлением искусственной плазменной турбулентности является генерация вторичного радиоизлучения КВ-диапазона в возмущенной области ионосферы – искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ), в англоязычной литературе – Stimulated Electromagnetic Emission (SEE). В эксперименте ИРИ наблюдается шумовая составляющая малой интенсивности $- (50 \div 80)$ дБ в спектре отраженного от ионосферы сигнала ВН, занимающая полосу частот до сотен кГц. Классификация наиболее регулярно присутствующих в спектре компонент ИРИ включает в себя (см. рис. 5) широкополосное излучение (Broad Continuum, BC) в области отрицательных отстроек от частоты ВН $\Delta f = f_{ИРИ} - f_0 \approx (-15) \div (-100)$ кГц; узкополосную компоненту (Narrow Continuum, NC) на отстройках $\Delta f \approx (-7) \div 0$ кГц; главный спектральный максимум (Downshifted Maximum, DM) на отстройках $\Delta f \approx (-7) \div (-20)$ кГц и его спутники (2DM, иногда 3DM и 4DM); положительный максимум (Upshifted Maximum, UM) с $\Delta f \approx +(6 \div 18)$ кГц, почти симметричный DM относительно f_0 ; широкий положительный максимум (Broad Upshifted Maximum, BUM) с $\Delta f \approx +(12 \div 200)$ кГц; широкополосную структуру в области положительных отстроек (Broad Upshifted Structure, BUS) с $\Delta f \approx +(12 \div 70)$ кГц) [Leyser, 2001]. Наряду с русскими названиями спектральных компонент ИРИ здесь приведены более часто употребляемые английские названия и аббревиатуры, которые используются ниже. На начальной стадии в спектре ИРИ существует только компонента NC, связанная с развитием СПН (ponderomotive NC, или

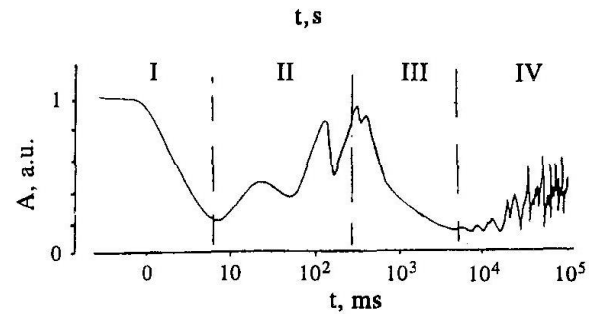


Рис. 2. Зависимость амплитуды отраженного от ионосферы сигнала ВН во времени после включения ВН. I – эффект ССВ, II – пички, III – аномальное ослабление, IV – стадия развития крупномасштабных неоднородностей [Frolov et al., 1997].

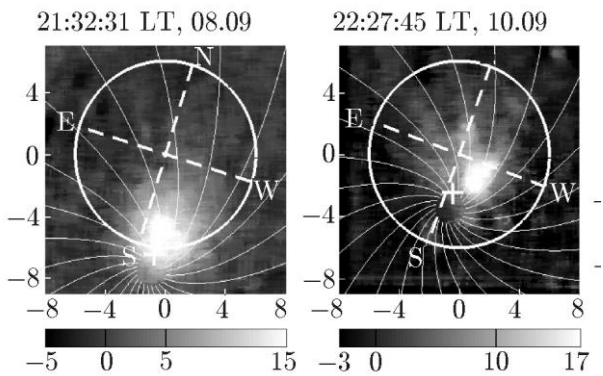


Рис. 5. Изображения ночного неба в линии $O(^1D)$, иллюстрирующие эффект «магнитного зенита». Белые сплошные линии – проекции магнитных силовых линий на высоте 250 км на плоскость ПЗС-камеры (2010 г., стенд «Сура» [Грач и др., 2012]).

NC_p); на промежуточной стадии на ее фоне выделяется NCM (рис. 1). При длительном воздействии на стадии ТПН в этом же диапазоне отстроек преобладает «тепловая» узкополосная компонента NC_t . Другие компоненты ИРИ также связаны с возбуждением верхнегибридных волн и ММН. Генерация верхнегибридных компонент ИРИ хорошо объясняется в рамках модели двойной трансформации электромагнитных волн в верхнегибридные и обратно на ММН с промежуточной стадией формирования широкого частотного спектра вторичных верхнегибридных волн на сдвинутых относительно ВН частотах вследствие различных стрикционных нелинейных процессов. К ним относятся, например, индуцированное рассеяние для ВС-компоненты и распад на верхне- и нижнегибридные волны для DM и его спутников. На основе этой модели и эмпирической модели свойств ММН можно восстанавливать интенсивность и форму пространственного спектра ММН (параметры эмпирической модели) по результатам измерений и теоретической модели генерации ВС-компоненты ИРИ без использования одно-временных данных ракурсного рассеяния.

Свойства верхнегибридных компонент ИРИ существенно зависят от частоты ВН f_0 и от отношения f_0 и nf_{ce} (f_{ce} – гирочастота электронов, n – номер гирогармоники). В частности, по крайней мере для $n=3\div 7$, наблюдается повторяемость зависимости вида спектров ИРИ от величины $f_0 - nf_{ce}$ при различных n , а при изменении f_0 между последовательными гармониками nf_{ce} и $(n+1)f_{ce}$ можно условно выделить пять областей частоты накачки, где спектры ИРИ носят различный характер: (I) «резонансная область» $f_0 \approx nf_{ce}$, где компоненты ВС и BUS в спектре ИРИ отсутствуют, а DM и BUM имеют низкую интенсивность; (II) область «над гармоникой», где в спектре ИРИ присутствуют интенсивные DM (часто 2DM и 3DM) и BUM-компоненты; (III) область «сильного излучения», где в спектре ИРИ присутствуют DM, ВС и BUS с высокой интенсивностью; (IV) область «слабого излучения», где компонента BUS исчезает, а интенсивность DM и ВС значительно уменьшается; (V) область «под гармоникой», где вновь нарастает интенсивность DM, а также его спутников и/или ВС. Такое поведение ИРИ при переходе f_0 из

области V через область I в II, а также характерные спектры ИРИ в областях II и III показаны на рис. 3 для $n=4$. По существующим представлениям ослабление (пропадание) в резонансной области частот связано с попаданием частоты соответствующей компоненты ИРИ $\omega=2\pi f$ в область двойного резонанса, когда где $\omega=\omega_{vt}=n\omega_{ce}$. Такое равенство может выполняться только на одной высоте в неоднородной ионосферной плазме, однако при этом существование плазменных волн на такой частоте ω , распространяющихся поперек магнитного поля \mathbf{V}_0 , и, следовательно, генерация ИРИ, невозможны ни на какой высоте. Таким образом, измерения ИРИ при свипировании частоты волны накачки в области гирогармоник позволяют с высокой точностью определять магнитное поле и плотность плазмы, а также высоту области двойного резонанса с использованием моделей геомагнитного поля.

7. Возбуждаемые волной накачки плазменные волны могут ускорять электроны до энергий 10–30 эВ, по последним данным – до 60 эВ. Появление ускоренных электронов в результате их столкновений с нейтральными частицами приводит к усилению оптического свечения ионосферной плазмы и ее дополнительной ионизации. Обсуждается также возможный вклад ускоренных электронов в генерацию ИРИ и излучения в СВЧ-диапазоне, обнаруженного в экспериментах на стенде «Сура».

Основные измерения оптического свечения проводятся в красной (630 нм) и зеленой (557.7 нм) линиях атомарного кислорода, связанных с излучением уровней $O(^1D)$ и $O(^1S)$ с энергиями возбуждения $E_{ex}=1.96$ и 4.17 эВ и временами жизни $\tau_1=107$ и 0.7 с соответственно. Обнаружено свечение в линиях 844.6 нм с $E_{ex}=10.99$ эВ и в линии 427.8 нм с $E_{ex}>19$ эВ, $\tau_1\sim 10^{-6}\div 10^{-5}$ с. Для получения изображений ночного неба используются цифровые фото- и видеокамеры с широким обзором и достаточно большим временем экспозиции. Сопоставление интенсивности свечения в различных линиях с результатами численного моделирования фотохимических процессов, приводящих к генерации свечения, позволяет оценивать функцию распределения ускоренных электронов. Регистрация свечения позволяет изучать крупномасштабную структуру возмущенной области ионосферы, в частности, магнитоориентированные плазменные образования, положение области свечения относительно «подсвеченной» мощным радиоизлучением области ионосферы, регулярные дрейфовые движения и нерегулярные перемещения областей повышенного свечения и т. д. Серия изображений ночного неба в линии $O(^1D)$ (рис. 4, 5) иллюстрирует смещение пятна свечения на север, связанное с увеличением высоты отражения ВН, образование магнитоориентированных структур в возмущенной области и эффект «магнитного зенита» – неизменное положение пятна свечения при различных наклонах диаграммы направленности нагревного стенда к югу.

Эффект заметной дополнительной ионизации ионосферной плазмы наблюдался в недавних экспериментах на стенде HAARP [Pedersen et al, 2010; Sergeev et al, 2013] при очень больших, порядка

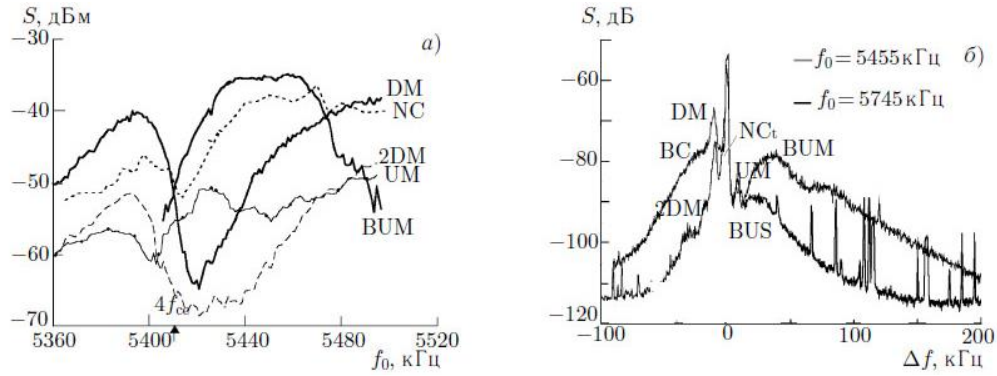


Рис. 3. Поведение интенсивности основных сверхгибридных компонент ИРИ при проходе частоты волны накачки через 4-ю гирогармонику (показана стрелкой) (а); примеры спектров ИРИ в областях над гармоникой (II) и в области сильного излучения (III) [Беликович и др. 2007] (б).

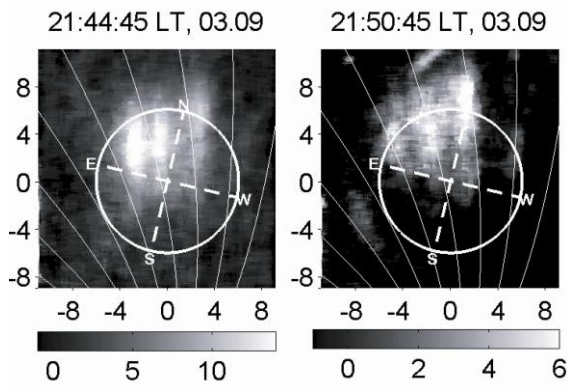


Рис. 4. Примеры оптических изображений в линии O^1D , иллюстрирующих смещение пятна искусственного свечения на север при увеличении высоты отражения ВН и образование магнитоориентированных структур. Белая окружность – проекция диаграммы направленности стэнда «Сура» на небосвод (2010 г., стэнд «Сура»)].

0.5÷1.5 Гвт ERP, мощностях воздействия: отмечалось образование искусственного слоя ионизации в ионосфере, спускающегося вниз от основного невозмущенного F-слоя со скоростью ~500 м/с до высот порядка 150÷175 км.

Работы выполнены при финансовой поддержке грантов РФФИ № 11-02-00125, 12-02-00513, в соответствии с Программой развития Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского как национального исследовательского университета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Беликович В.В., Грач С.М., Караштин А.Н. и др. Стэнд «Сура»: исследования атмосферы и космического пространства (обзор) // Изв. вузов. Радиофизика. 2007. Т. 50, № 7. С. 545–576.

Васьков В.В., Гуревич А.В. Самофокусирующая и резонансная неустойчивость в F-области ионосферы // Тепловые нелинейные явления в плазме. ИПФ АН СССР. Горький, 1979. С. 81–120.

Грач С.М., Клименко В.В., Шиндин А.В. и др. Исследование влияния радиоизлучения стэнда «Сура» на оптическое свечение ночной ионосферы. Результаты экспериментов 2010 г. // Изв. вузов. Радиофизика. 2012. Т. 55, № 1–2. С. 37–56.

Грач С.М., Митяков Н.А., Рапопорт В.О., Трахтенгерц В.Ю. Тепловая параметрическая неустойчивость в ионосферной плазме // Тепловые нелинейные явления в плазме. ИПФ АН СССР. Горький, 1979. С. 46–80.

Гуревич А.В., Шварцбург А.Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1973. 267 с.

Гуревич А.В. Нелинейные явления в ионосфере // Успехи физ. наук. 2007. Т. 177, № 11. С. 1145–1176.

Ерухимов Л.М., Метелев С.А., Митякова Э.Е. Экспериментальные исследования искусственной ионосферной турбулентности // Тепловые нелинейные явления в плазме. ИПФ АН СССР. Горький, 1979. С. 7–45.

Ерухимов Л.М., Метелев С.А., Мясников Е.Н. и др. Искусственная ионосферная турбулентность (обзор) // Изв. вузов. Радиофизика, 1987. Т. 30. С. 208–225.

Митяков Н.А., Грач С.М., Митяков С.Н. Возмущение ионосферы мощными радиоволнами (обзор) // Итоги науки и техники. Серия «Геомагнетизм и высокие слои атмосферы». М.: ВИНТИ, 1989. 138 с.

Frolov V.L., Erukhimov L.M., Metev S.A., Sergeev E.N. Temporal behavior of artificial small-scale ionospheric irregularities: Review of experimental results // J. Atm. Solar-Terr. Phys. 1997. V. 59. P. 2317–2333.

Kosch M.J., Pedersen T., Rietveld M.T., et al. Artificial optical emissions in the high-latitude thermosphere induced by powerful radio waves: An observational review // Adv. Space Res. 2007. V. 40, iss. 3. P. 365–376.

Leyser T.B. Stimulated electromagnetic emission by high frequency electromagnetic pumping of the ionospheric plasma // Space Sci. Rev. 2001. V. 98, N 3–4. P. 223–328.

Stubbe P., Hagfors T. The Earth's ionosphere: A wall-less plasma laboratory // Surveys in Geophys. 1997. V. 18, N 1. P. 57–127.

Thidé B., Sergeev E.N., Grach S.M., et al. Competition between Langmuir and upper hybrid turbulence in an HF pumped ionosphere // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95, N 25. P. 255002.

Pedersen T., Gustavsson B., Mishin E., et al., Creation of artificial ionospheric layers using high power HF waves // Geophys. Res. Lett. 2010. V. 37. P. L02106.

Sergeev E., Grach S., Shindin A., et al., Artificial ionospheric layers during pump frequency stepping near the 4th gyroharmonic at HAARP // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110, N 6. P. 065002.

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