УДК 533.951+537.868

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЛЕНГМЮРОВСКОЙ И ИОННО-АКУСТИЧЕСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ВЫСОКОШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЕ МОЩНОЙ РАДИОВОЛНОЙ ОДНОВРЕМЕННО НИЖЕ И ВЫШЕ МАКСИМУМА СЛОЯ F_2

Т. Д. Борисова [1] *, *Н. Ф. Благовещенская* [1], *А. С. Калишин* [1], *И. Хагстром* [2], *М. Т. Риетвельд* [3,4]

[1] Арктический и антарктический научно-исследовательский институт, г. Санкт-Петербург, Россия
[2] Европейская научная Ассоциация EISCAT, г. Кируна, Швеция
[3] Европейская научная Ассоциация EISCAT, г. Тромсё, Норвегия
[4] Университет Тромсё, г. Тромсё, Норвегия

Представлены результаты экспериментальных исследований особенностей генерации и характеристик ленгмюровской и ионно-акустической турбулентности в области F высокоширотной ионосферы, возбуждаемой мощными короткими радиоволнами с обыкновенной поляризацией, излучаемыми нагревным комплексом EISCAT/Heating (г. Тромсё, Норвегия) в направлении магнитного поля Земли. Эксперимент проводился на частотах нагрева $f_{\rm H}$, близких к четвёртой гармонике гирочастоты электронов $4f_{\rm ce}$ и критической частоте слоя F_2, $f_{{\rm o}F_2}$, $f_{\rm H} < f_{{\rm o}F_2} < f_{\rm H} + f_{\rm ce}/2$, где $f_{\rm ce}$ — гирочастота электронов. По данным радара некогерентного рассеяния радиоволн EISCAT (рабочая частота 930 МГц) выполнен совместный анализ спектров ионных и плазменных линий одновременно ниже и выше высоты максимума F_2-слоя. Впервые обнаружены инициированные нагревом усиление ионных линий и возбуждение плазменных линий на частоте, смещённой от частоты нагрева в сторону увеличения на 0,35÷0,45 МГц, одновременно на высоте отражения волны накачки и на высоте выше высоты максимума слоя F_2 высокоширотной ионосферы. Обсуждаются механизмы распространения волны накачки на высоты выше максимума слоя F_2, а также возможный механизм возбуждения усиленных нагревом ионных линий и инициированных нагревом плазменных линий на высоте выше максимума слоя F_2.

ВВЕДЕНИЕ

Мощная короткая радиоволна с обыкновенной поляризацией (О-мода) эффективно взаимодействует с ионосферной плазмой в слое F_2. Это является причиной разнообразных явлений: интенсивного возбуждения плазменных волн, повышения температуры электронов, генерации искусственных ионосферных неоднородностей с различными пространственными масштабами и искусственного радиоизлучения ионосферы, ускорения электронов фоновой плазмы до сверхтепловых скоростей, что, в свою очередь, приводит к искусственному оптическому излучению из возмущённой области ионосферы и искусственной ионизации плазмы (см. [1–11] и цитируемую там литературу). При излучении волны накачки в направлении магнитного поля Земли (в магнитный зенит) наблюдаются наиболее сильные эффекты модификации параметров ионосферной плазмы, вызванные воздействием мощной короткой волны [1].

Вблизи высоты отражения мощных коротких радиоволн от области F ионосферы возбуждаются параметрическая распадная неустойчивость (parametric decay instability, PDI) и осциллирующая двухпотоковая или модуляционная неустойчивость (oscillating two stream instability, OTSI) [1, 2, 6, 7]. Неустойчивости PDI и OTSI развиваются как отклик на включение нагревного

* borisova@aari.ru

стенда и вызывают трансформацию мощной электромагнитной волны в ленгмюровскую и ионно-акустическую плазменные волны [3, 5]. Радары некогерентного рассеяния радиоволн позволяют непосредственно регистрировать продольные плазменные волны — ленгмюровские и ионно-акустические. В нагревных экспериментах последние проявляются в спектрах радара как инициированные нагревом плазменные линии (HF-induced plasma lines, HFPL) и усиленные ионные линии (HF-enhanced ion lines, HFIL) на первом после включения нагревного стенда 5-секундном шаге измерений (так называемый initial overshoot) [2–5]. Пороговые мощности их возбуждения на нагревном стенде EISCAT/Heating [12] составляют 25÷40 МВт, что соответствует значениям пороговых напряжённостей электрического поля 0,21÷0,27 В/м на ионосферных высотах [5, 13, 14]. Затем развитие тепловой параметрической (резонансной) неустойчивости приводит к генерации мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей, вытянутых вдоль геомагнитного поля [8–11], которые, как правило, экранируют дальнейшее развитие стрикционной неустойчивости [2]. При модификации ионосферы нагревным комплексом EISCAT/Heating [12] пороговые значения эффективных мощностей излучения для генерации мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей составляют $P_{\text{эфф}} \approx 10 \div 25$ МВт, что соответствует уровню поля волны накачки на высотах ионосферы 0,13÷0,21 В/м [2, 13, 14]. Тем не менее, следует отметить, что при использовании высоких эффективных мощностей излучения ($P_{\text{эфф}} \approx 250 \div 300$ МВт) комплекса EISCAT/Heating, создающих уровень напряжённости электрического поля в ионосфере выше 0,7 В/м, после первоначального отклика на включение нагревного стенда происходило возобновление возбуждения HFPL и HFIL, которые существовали в течение всего нагревного цикла одновременно с генерацией интенсивных мелкомасштабных ионосферных неоднородностей [15].

В ряде экспериментов на нагревном комплексе EISCAT/Heating по данным радара некогерентного рассеяния радиоволн регистрировалось возбуждение HFIL одновременно на двух высотах ионосферы как ниже, так и выше максимума слоя F_2 [16–18]. В экспериментах [16, 17] излучение мощной радиоволны в циклах нагрева проводилось на фиксированных частотах волны накачки f_{H} вертикально вверх. Возбуждение HFIL выше максимума слоя F_2 объяснялось трансформацией волны накачки из O-моды в Z-моду на высотах ниже максимума слоя F_2, дальнейшим распространением Z-моды в более плотной среде с $f_{\text{H}} < f_{\text{pe}}$ и обратным процессом трансформации Z-моды в O-моду на высоте выше максимума слоя F_2, для которой $f_{\text{H}} \approx f_{\text{pe}}$, где f_{pe} — локальная плазменная частота плазмы [19, 20].

В эксперименте [18] волна накачки (O-мода) излучалась в направлении магнитного зенита при ступенчатом изменении частоты f_{H} в окрестности четвёртой гармоники гирочастоты электронов $4f_{\text{ce}}$ (f_{ce} — гирочастота электронов). Одновременное возбуждение HFIL на высотах как ниже, так и выше максимума слоя F_2 регистрировалось преимущественно в случае, когда частота волны накачки f_{H} находилась в диапазоне частот около $4f_{\text{ce}}$: $4f_{\text{ce}} - 0{,}50$ МГц $< f_{\text{H}} < 4f_{\text{ce}} + 0{,}08$ МГц. При этом интенсивность HFIL при приближении частоты f_{H} к $4f_{\text{ce}}$ сначала увеличивалась, а затем на частотах выше четвёртой гирогармоники электронов ($f_{\text{H}} > 4f_{\text{ce}}$) HFIL исчезали на высотах как ниже, так и выше максимума слоя F_2. Авторы работы [18] объясняют возбуждение HFIL выше максимума слоя F_2 механизмом распространения волны накачки в направлении магнитного поля Земли в результате её трансформации в L-моду. Последняя является волной с левосторонней круговой поляризацией и распространяется вдоль магнитного поля, и частота отсечки L-моды составляет $f_{\text{pe}} = f_{\text{H}} + f_{\text{ce}}/2$ [21]. На основе анализа лучевых траекторий было показано, что мощная волна в L-моде может захватываться в искусственный канал электронной концентрации, который ориентирован вдоль магнитного поля и инициирован воздействием волны накачки [22, 23].

Одновременное возбуждение максимумов HFPL на нескольких частотах наблюдалось в экспериментах на нагревных комплексах EISCAT/Heating (г. Тромсё, Норвегия) [15, 19, 24–29], Аре-

сибо (Пуэрто-Рико) [30–34] и HAARP (Аляска) [35]. Плазменные линии регистрировались на частоте, близкой к частоте накачки $f_{\rm H}$ (линии, возникающие в результате возбуждения параметрической распадной неустойчивости), и на частотах $f_{\rm out}$, смещённых относительно $f_{\rm H}$ в сторону увеличения на десятки–сотни килогерц. Теоретические исследования механизмов возбуждения смещённых плазменных (ленгмюровских) волн проводились на основе модели Захарова и её развития [30, 36–43]. В работах [37, 40] возбуждение HFPL на смещённых частотах объяснялось с учётом дисперсии ленгмюровской волны в плазме с конечной температурой электронов.

В данной работе по данным многочисленных экспериментов Арктического и антарктического научно-исследовательского института, выполненных в феврале 2013 и октябре 2016 годов на нагревном комплексе EISCAT/Heating, представлены результаты наблюдений HFIL одновременно на двух высотах как ниже, так и выше максимума области F_2, совместно с данными регистрации HFPL на тех же высотах. По данным радара некогерентного рассеяния радиоволн EISCAT (рабочая частота 930 МГц) детально рассматриваются спектры ионных и плазменных линий (HFIL и HFPL) вблизи высоты отражения волны накачки ниже максимума F_2 слоя ионосферы и на высотах выше максимума области F_2. Обсуждаются механизмы распространения волны накачки на высоты выше максимума слоя F_2, а также возможный механизм возбуждения усиленных нагревом ионных линий и инициированных нагревом плазменных линий на высоте выше максимума слоя F_2.

1. ХАРАКТЕРИСТИКА ПРОВЕДЁННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Эксперименты по модификации области F высокоширотной ионосферы проводились в утренние и дневные часы (с 8 до 15 UT) при спокойных магнитных условиях на коротковолновом нагревном комплексе EISCAT/Heating (г. Тромсё, Норвегия; координаты 69,6° с. ш., 19,2° в. д.; магнитное наклонение $I = 78°$). Детальные технические характеристики этого комплекса приведены в работе [12]. Мощные короткие радиоволны с обыкновенной поляризацией (O-мода) излучались как на фиксированной частоте волны накачки $f_{\rm H} = 5{,}423$ МГц, которая ниже четвёртой гармоники гирочастоты электронов ($f_{\rm H} < 4f_{\rm ce}$), так и при ступенчатом увеличении частоты $f_{\rm H}$ вблизи $4f_{\rm ce}$ в диапазоне частот 5,3÷5,495 МГц. По модели [44] гирорезонанс электронов на частоте $4f_{\rm ce} = 5{,}423$ МГц в 2013 году соответствовал высоте 232 км, в 2016 году — 236 км.

Нагревный стенд излучал в направлении магнитного поля (в магнитный зенит, что соответствует наклону диаграммы направленности передающей антенны на 12° к югу от вертикали, азимут — 185°) циклами (10÷20) мин нагрев/(5÷10) мин пауза. В экспериментах использовалась фазированная антенная решётка с шириной диаграммы направленности 5°÷6°, обеспечивающая эффективную мощность излучения в диапазоне частот 5,4÷7,0 МГц порядка $P_{\text{эфф}} \approx 550\div650$ МВт, что соответствует напряжённости электрического поля волны накачки на высотах 200÷220 км порядка 1,0÷1,1 В/м.

Исследование процессов возбуждения инициированных нагревом плазменных и усиленных ионных линий проводилось по данным радара некогерентного рассеяния EISCAT (рабочая частота радара $f_{\rm rad} = 930$ МГц) [45], пространственно совмещённого с нагревным стендом EISCAT/Heating. Пространственный масштаб (длина волны) рассеивающей турбулентности для радара EISCAT составляет $l = 0{,}16$ м ($l = c/(2f_{\rm rad})$, где c — скорость света). Луч радара был ориентирован вдоль силовых линий магнитного поля Земли, как и направление излучения мощных коротких радиоволн. Первичные (raw) данные измерений радара были обработаны с помощью унифицированного комплекса программ GUISDAP [46]. Рассчитывались параметры ионосферной плазмы, такие как концентрация и температура электронов ($N_{\rm e}$ и $T_{\rm e}$), а также спектры мощности HFPL, $S_{\rm PL}(f)$, в высокочастотном канале измерений радара и HFIL, $S_{\rm IL}(f)$, в низкочастотном

канале. Спектры мощности $S_{\rm PL}(f)$ и $S_{\rm IL}(f)$ были получены в результате интегрирования данных измерений радара с постоянным шагом по высоте 3 км и с шагом интегрирования по времени 30 с.

Величина доплеровского смещения максимумов ионных линий относительно нуля в спектре $S_{\rm IL}(f)$ зависит от частоты излучения радара и скорости ионного звука и для радара EISCAT на высотах области F ионосферы составляет $f_{\rm IA} = \omega_{\rm IA}/(2\pi) \approx 10$ кГц. Закон дисперсии для ионно-акустических волн имеет вид $\omega_{\rm IA} = kC_{\rm s}$, где k — волновое число и для радара EISCAT $k = 38{,}23$ м$^{-1}$, $C_{\rm s} = \sqrt{(T_{\rm e} + 3T_{\rm i})/M_i}$ — скорость ионного звука, где $T_{\rm i}$ — температура ионов, $M_{\rm i}$ — масса ионов. Для ионосферных параметров, характеризующих среднее фоновое состояние ионосферного слоя F_2 над нагревным комплексом в дневное время (например, $T_{\rm e} = 1\,500$ K и $T_{\rm i} = 1\,000$ K), имеем $f_{\rm IA} \approx 9{,}3$ кГц. В периоды нагревных экспериментов наблюдаются сильные возрастания температуры $T_{\rm e}$ в слое F_2 ионосферы. В этих условиях для типичных параметров ионосферы ($T_{\rm e} = 3\,000$ K и $T_{\rm i} = 1\,200$ K) значение $f_{\rm IA}$ увеличивается примерно до 11,2 кГц.

В высокочастотном канале измерений радара по техническим причинам регистрировались только плазменные волны, направленные «от» радара (downshifted plasma line), и при представлении данных это соответствует отрицательной отстройке частот. Основной спектральный максимум плазменных линий около частоты нагрева $f_{\rm H}$ в спектре $S_{\rm PL}(f)$ смещён относительно неё на частоту ионно-акустической волны $f_{\rm IA}$.

В качестве дополнительных диагностических средств в экспериментах использовались когерентный коротковолновый радар CUTLASS (Ханкасалми, Финляндия, луч 5, ориентированный на искусственно возмущённую область ионосферы над г. Тромсё) [47], позволяющий контролировать возбуждение мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей и определять их характеристики, ионозонд вертикального зондирования ионосферы для контроля параметров фоновой плазмы на высотах слоя F_2 [48] и комплекс для регистрации искусственного радиоизлучения ионосферы в полосе ±100 кГц относительно частоты нагрева в г. Тромсё.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Одновременное возбуждение усиленных ионных линий, относящихся к высотам ниже и выше максимума слоя F_2 ионосферы, регистрировались в 2013 и 2016 годах на протяжении нескольких последовательных нагревных циклов.

На рис. 1*а* приведены данные измерений 24 февраля 2013 года с 11:30 до 14:15 UT (наиболее длительного времени наблюдений одновременного возбуждения ионных линий для двух ионосферных высот слоя F_2) в виде высотно-временнóго распределения «сырых» значений плотности электронов $N_{\rm raw}$ (мощности рассеянных сигналов радара, характеризующих интенсивность HFIL). Мощная короткая радиоволна с обыкновенной поляризацией излучалась на фиксированной частоте $f_{\rm H} = 5{,}423$ МГц. Распределение $N_{\rm raw}(t, h)$ на рис. 1*а* представлено в диапазоне высот 180÷278 км с разрешением по высоте порядка 1,5 км и в период времени с 11:30 до 14:15 UT. Циклы нагрева отмечены на оси времени. По данным ионозонда вертикального зондирования критическая частота слоя $\rm F_2$, $f_{{\rm o}F_2}$, за период наблюдения варьировалась от 5,8 до 5,3 МГц (рис. 1*б*), а высота максимума слоя F_2, $h_{{\rm m}F_2}$ (рис. 1*в*), изменялась в диапазоне 220÷240 км. Как следует из рис. 1*а*, усиленные мощности ионных линий одновременно регистрировались в интервалах высот 205÷225 км и 235÷270 км, т. е. как ниже, так и выше максимума слоя F_2.

Для эксперимента 24 февраля 2013 года на рис. 2*а, б* представлены примеры спектров мощности ионных линий $S_{\rm IL}(f)$ в полосе частотных отстроек от частоты радара $\Delta f = f - f_{\rm rad}$ от −20 кГц до +20 кГц для отдельных моментов времени нагревных циклов, отмеченных значком «▼» на рис. 1*а*. Приведены спектры $S_{\rm IL}(f)$ с максимальными значениями мощностей $S_{\rm IL}$ на высо-

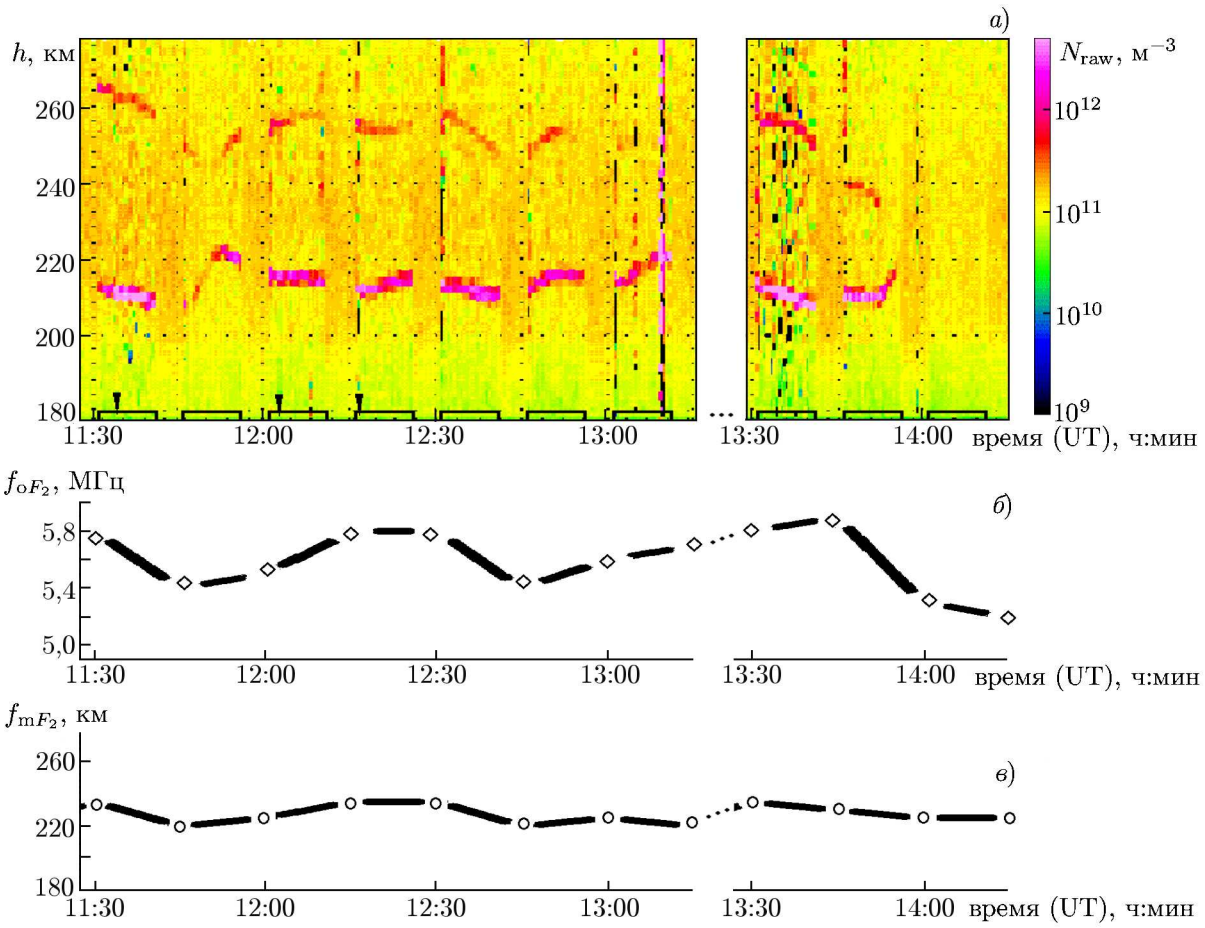

Рис. 1. Эксперимент 24 февраля 2013 года, частота накачки $f_H = 5{,}423$ МГц, использовалась O-мода. Данные наблюдений радаром некогерентного рассеяния EISCAT ($f_{rad} \approx 930$ МГц) высотно-временнóго распределения N_{raw} (*а*), критическая частота f_{oF_2} (*б*) и высота максимума h_{mF_2} (*в*) слоя F_2

тах ниже (рис. 2*б*) и выше максимума слоя F_2 (рис. 2*а*), измеренные через 1÷2 мин после начала нагревных циклов. Фоновые значения максимумов S_{IL} в периоды пауз на высотах ниже и выше максимума слоя F_2 составляли 40÷50 и 20÷30 отн. ед. соответственно. Как видно из рис. 2*а, б*, в циклах нагрева наблюдались три максимума мощности S_{IL} (увеличение S_{IL} по сравнению с фоновыми значениями): около нуля, S_{IL0} (non-shifted ion line), смещённого по частоте относительно нуля вверх, S_{ILU} (up-shifted ion lines), и вниз, S_{ILD} (down-shifted ion lines). Мощности S_{IL} увеличивались относительно фона в 2÷5 раз на высотах ниже максимума слоя F_2 и в 2÷3 раза — на высотах выше максимума слоя F_2.

На рис. 2*в, г* показаны примеры спектров мощности плазменных линий $S_{PL}(f)$ на фиксированных высотах ионосферы с максимальными значениями S_{PL} для моментов времени измерений спектров ионных линий $S_{IL}(f)$, представленных на рис. 2*а, б*. Рисунок 2*г* демонстрирует примеры спектральных распределений $S_{PL}(f)$ вблизи высоты отражения волны накачки h_{ref} (ниже максимума слоя F_2), а рис. 2*в* — выше максимума слоя F_2. Спектры на высоте h_{ref} имеют максимумы S_{PL} около частоты f_H и на частоте f_{out}, смещённой от f_H на 0,35÷0,45 МГц. Отметим, что для $f_H = 5{,}423$ МГц, как правило, вблизи высоты отражения амплитуда максимума S_{PL} около частоты f_H много меньше, чем на смещённой частоте f_{out}. Аналогичная ситуация наблюдалась и в других экспериментах на комплексе EISCAT/Heating при использовании часто-

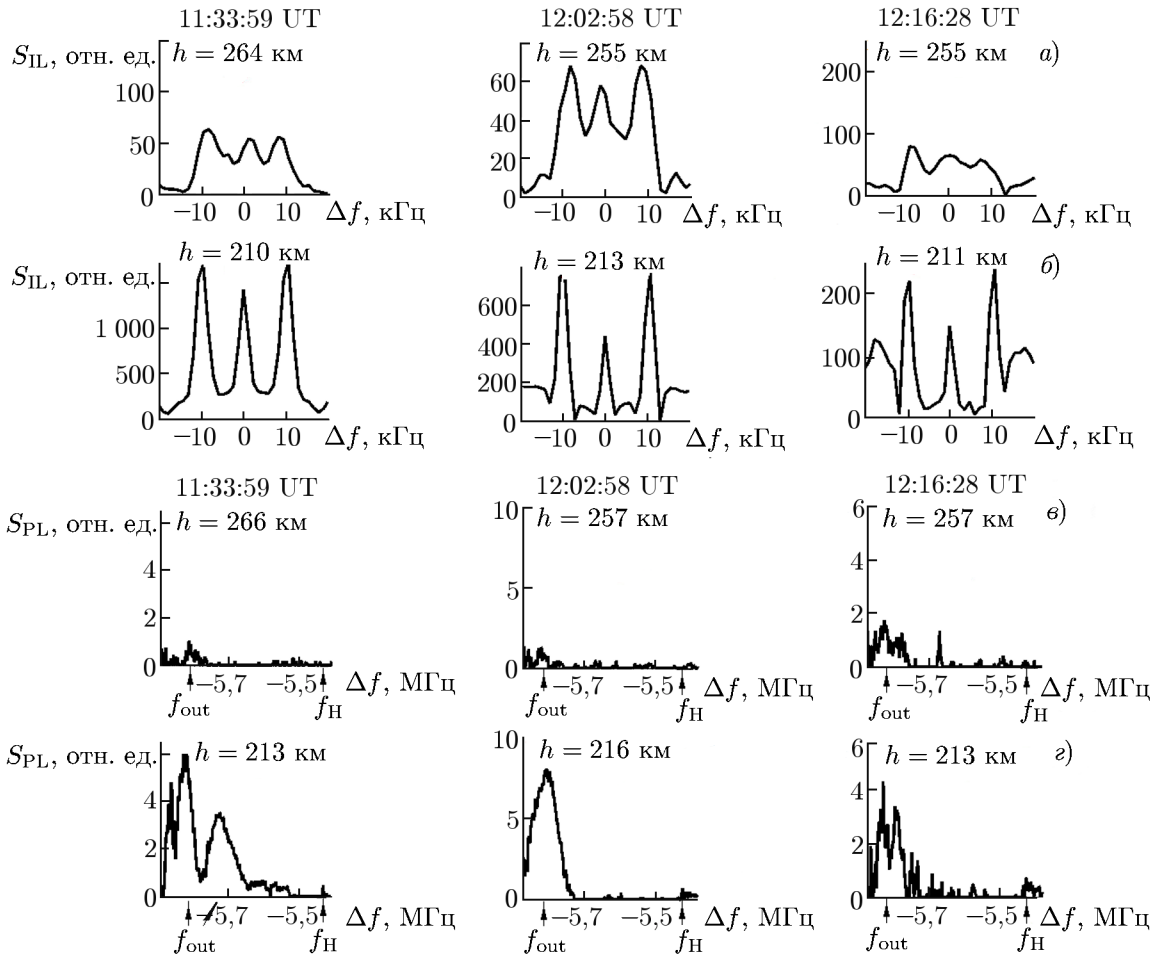

Рис. 2. Данные наблюдений радаром некогерентного рассеяния EISCAT ($f_{rad} \approx 930$ МГц) для эксперимента 24 февраля 2013 года (частота накачки $f_H = 5{,}423$ МГц, использовалась О-мода). Панели *а*, *б*: спектры в низкочастотном диапазоне измерений радара $S_{IL}(f)$ для дискретного набора моментов времени и высот в верхней (*а*) и нижней (*б*) областях слоя F_2 ионосферы. Панели *в*, *г*: спектры в высокочастотном диапазоне измерений радара $S_{PL}(f)$ для моментов времён и высот, близких к таковым для спектров S_{IL}, представленных на панелях *а*, *б*. Частоты f_H и f_{out} отмечены на оси абсцисс

ты $f_H = 5{,}423$ МГц [15, 29]. Максимумы S_{PL} возрастали по сравнению с фоновыми значениями в 1,5÷2,0 раза около частоты f_H, а на частотах f_{out} — в 5÷10 раз. Как следует из рис. 2*г*, в момент времени 11:33:59 UT, кроме обсуждавшегося выше максимума S_{PL} на частоте, смещённой от f_H на 0,4 МГц, можно видеть второй максимум, смещённый от частоты f_H на 0,28 МГц. В соответствии с результатами исследований, представленных в работе [15], спектральные максимумы S_{PL}, смещённые по частоте относительно f_H на 0,19÷0,28 МГц, наблюдались на высотах верхнего гибридного резонанса. Возбуждение смещённых плазменных линий на верхних гибридных высотах было вызвано взаимодействием волн Бернштейна, ионосферных плазменных и верхнегибридных волн, возбуждаемых вследствие трансформации волны накачки [15].

Спектры плазменных линий $S_{PL}(f)$ на высотах выше максимума ионосферного слоя F_2 приведены на рис. 2*в*. Из него видно увеличение амплитуды S_{PL} в 3÷5 раз по сравнению с фоновыми значениями на частотах, смещённых от f_H на 0,39÷0,45 МГц (этот же эффект наблюдается на высотах ниже максимума слоя F_2).

Таким образом, анализ данных измерений в высокочастотном канале радара 24 февраля 2013 года показал, что эффект одновременной генерации HFIL на двух высотах (меньше и больше высоты $h_{\mathrm{m}F_2}$) сопровождался возбуждением спектральных максимумов мощности HFPL, на частоте волны накачки f_{H} и на частотах f_{out}, смещённых от частоты f_{H} в сторону увеличения на 0,35÷0,45 МГц. Максимумы мощности S_{PL} вблизи частоты f_{out} регистрировались одновременно на высотах отражения мощных радиоволн и на высотах выше максимума слоя F_2.

На рис. 3 представлены результаты измерений радара для различных дней экспериментов, когда одновременно регистрировалось возбуждение HFIL на высотах как ниже, так и выше максимума слоя F_2. Приведены дата, частота волны накачки f_{H} (постоянная или диапазон частот пошагового изменения вблизи $4f_{\mathrm{ce}}$); начальные и конечные значения критической частоты $f_{\mathrm{o}F_2}$ и высоты $h_{\mathrm{m}F_2}$ по данным измерений ионозонда в г. Тромсё для приведённого интервала наблюдений. Измерения радара представлены в виде высотно-временны́х распределений $N_{\mathrm{raw}}(t,h)$ и спектров $S_{\mathrm{PL}}(f)$ на двух высотах — вблизи отражения мощной радиоволны и выше максимума слоя F_2. Нагревные циклы показаны на оси времени распределений $N_{\mathrm{raw}}(t,h)$. Спектры плазменных линий представлены для моментов времени, отмеченных на оси времени $N_{\mathrm{raw}}(t,h)$ символом «▼», и приведены в диапазоне частот $(f_{\mathrm{H}} - 0{,}02 \div f_{\mathrm{H}} + 0{,}45)$ МГц.

Как следует из рис. 3, в периоды наблюдений HFIL на двух разнесённых высотах слоя F_2 значения $f_{\mathrm{o}F_2}$ не превышали 6 МГц, следовательно, для частоты волны накачки f_{H} выполнялось условие $f_{\mathrm{H}} < f_{\mathrm{o}F_2} \leq f_{\mathrm{H}} + f_{\mathrm{ce}}/2$.

Распределения $N_{\mathrm{raw}}(t,h)$ на рис. 3 приведены для интервалов времени, включающих 1÷2 нагревных цикла, в диапазоне высот от 180 до 280 км. В экспериментах 25, 26 февраля 2013 года и 20 октября 2016 года, когда мощная короткая радиоволна излучалась на постоянной частоте $f_{\mathrm{H}} = 5{,}423$ МГц, одновременное возбуждение HFIL на двух разнесённых высотах ниже и выше высоты максимума слоя F_2 наблюдалось в течение почти всего нагревного цикла. Высоты генерации HFIL ниже максимума слоя F_2 не превышали 225 км. Четвёртая гармоника гирочастоты электронов для частоты 5,423 МГц в 2013 году соответствовала высоте около 232 км, а в 2016 году — около 236 км. Таким образом, волна накачки отражалась в нижней части слоя F_2 ниже высоты гирорезонанса. В этих условиях частота волны накачки f_{H} была на 0,02÷0,03 МГц меньше частоты четвёртой гармоники гирочастоты электронов.

Эксперименты 16 и 17 февраля 2013 года выполнялись при ступенчатом изменении частоты излучения мощной радиоволны вблизи четвёртой гармоники гирочастоты электронов. Нагрев осуществлялся циклами по 20 мин, в течение каждого цикла частота f_{H} увеличивалась в диапазоне 5,300÷5,495 МГц на 0,005 МГц каждые 30 с. Время прохождения частоты нагрева через четвёртую гармонику гирочастоты электронов $f_{\mathrm{H}} \approx 4f_{\mathrm{ce}}$ определялось на основе анализа поведения основных спектральных компонент в спектре искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ), регистрируемого в период экспериментов. Времена гирорезонансов идентифицировались по максимальному подавлению интенсивности компоненты DM (downshifted maximum — максимум, сдвинутый в область отрицательных отстроек от частоты нагрева) в спектре ИРИ и обозначены на рис. 3 на временно́й оси $N_{\mathrm{raw}}(t,h)$ символом «R». Значения частот $f_{\mathrm{H}} \approx 4f_{\mathrm{ce}}$ 16 февраля 2013 года в нагревных циклах 13:30÷13:50 и 14:00÷14:20 UT составляли 5,435 МГц (в 13:43:30 UT) и 5,440 МГц (в 14:14:00 UT) соответственно. В период 13:30÷14:30 UT критические частоты $f_{\mathrm{o}F_2}$ изменялись от 5,7 до 5,4 МГц, а ионные линии на высотах ниже максимума слоя F_2 наблюдались непрерывно в течение циклов нагрева. На высотах выше максимума слоя F_2 линии HFIL прекратили возбуждаться в первом нагревном цикле в 13:46:30 UT, когда частота f_{H} превышала $4f_{\mathrm{ce}}$ на 30 кГц, а во втором цикле — в 14:12:00 UT, когда частота f_{H} была меньше $4f_{\mathrm{ce}}$ на 20 кГц. В эксперименте 17 февраля 2013 года гирорезонанс в цикле 12:30÷12:50 UT наблюдался на частоте $f_{\mathrm{H}} = 5{,}41$ МГц в 12:41:00 UT. На высотах выше максимума слоя F_2 HFIL

исчезли в 12:37:30 UT при $f_{\rm H} - 4f_{\rm ce} = 35$ кГц. В период с 12:30 UT наблюдалось резкое снижение фоновой концентрации электронов со временем и около 12:42:00 UT в условиях $f_{{\rm o}F_2} < f_{\rm H}$ HFIL перестали возбуждаться в нижней части области F ионосферы.

Анализ данных радара в высокочастотном канале измерений показал, что генерация HFIL одновременно на двух ионосферных высотах сопровождалась возбуждением HFPL на смещённых частотах $f_{\rm out}$, на высотах как ниже, так и выше максимума слоя F_2. Спектры $S_{\rm PL}(f)$ на рис. 3

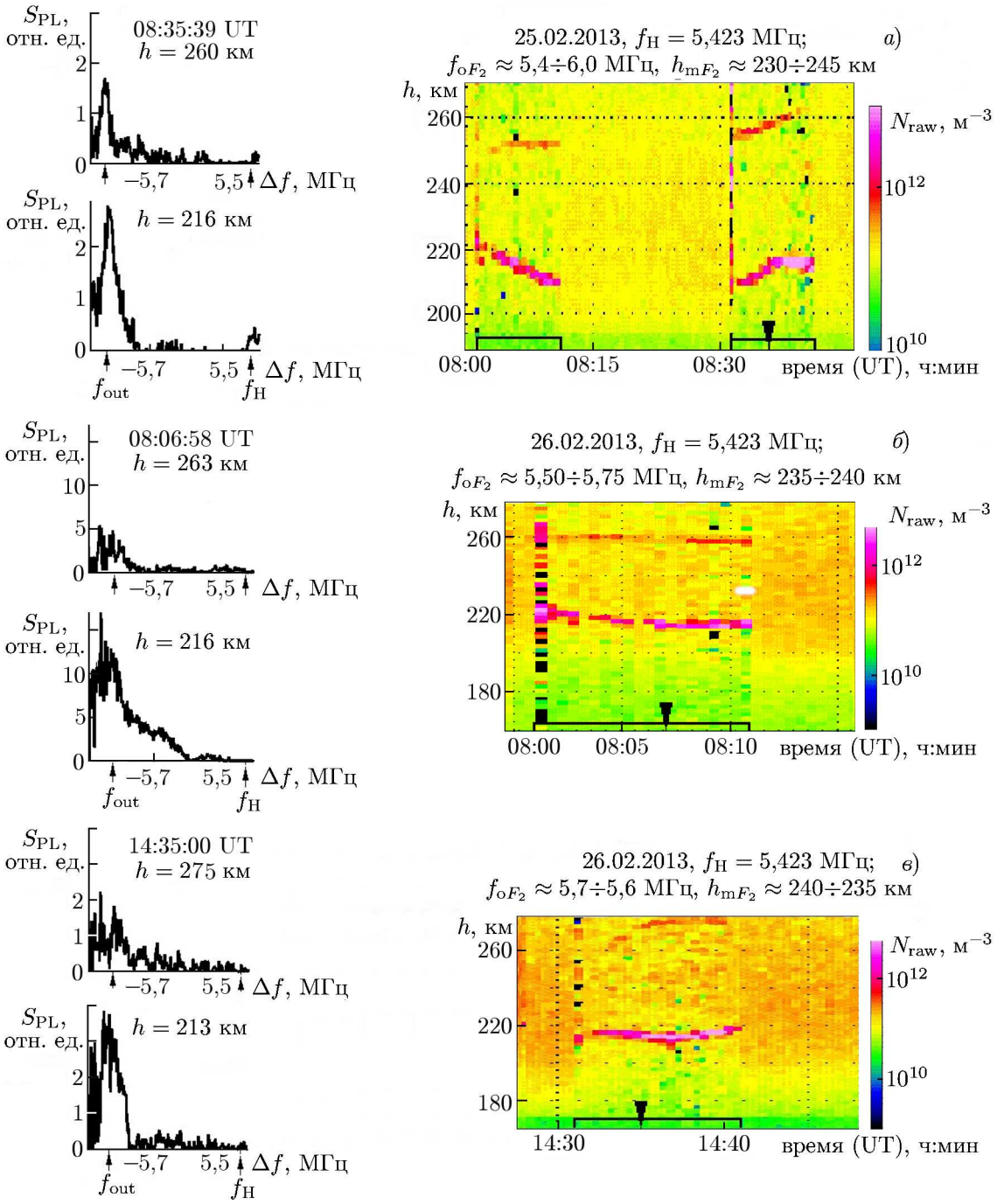

Рис. 3. (начало)

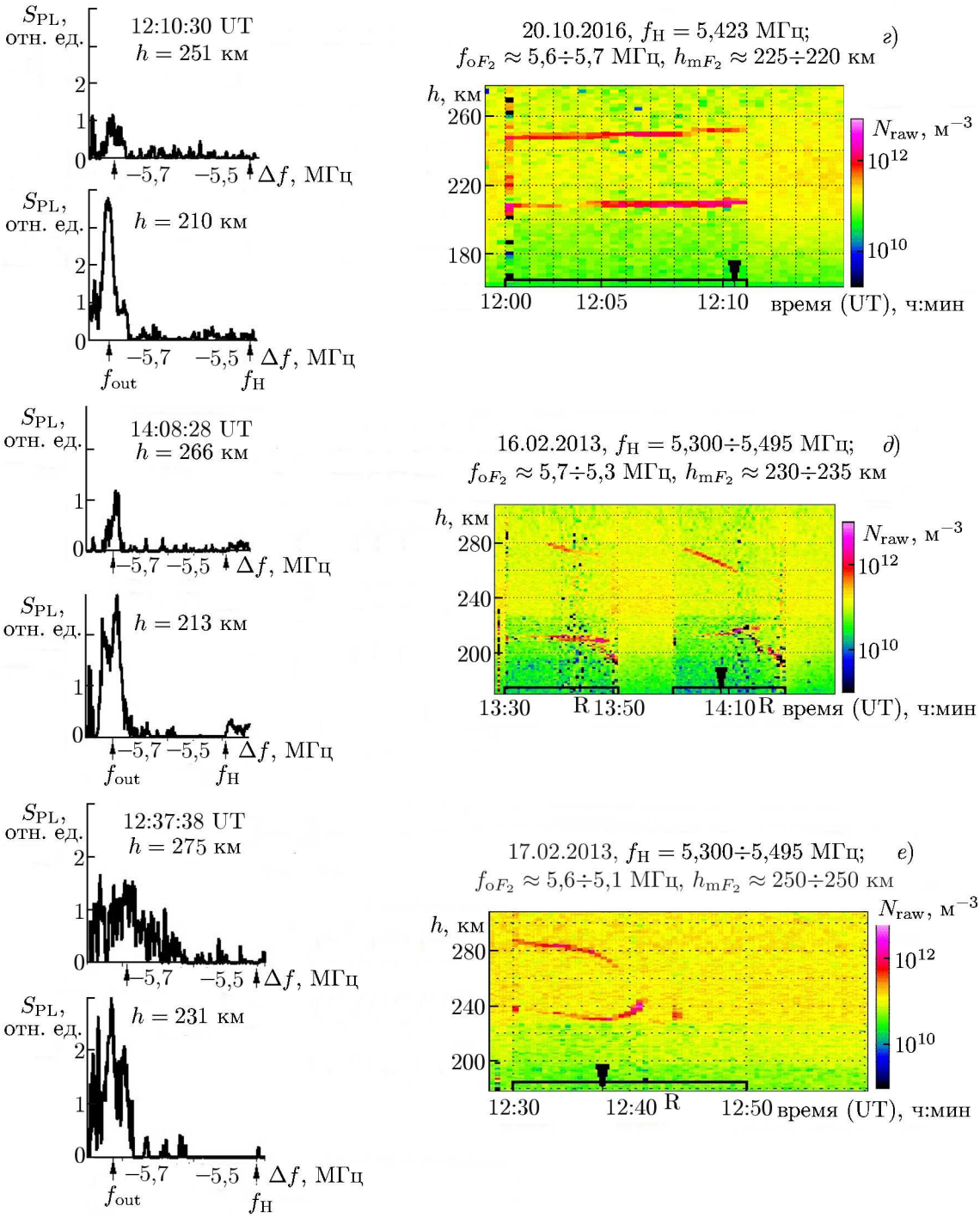

Рис. 3. Данные наблюдений HFIL одновременно на высотах ниже и выше максимума слоя F_2 ионосферы в экспериментах по модификации F-области высокоширотной ионосферы мощными короткими радиоволнами нагревного комплекса EISCAT/Heating

демонстрируют увеличение мощностей максимумов S_{PL} на частотах f_{out}, смещённых от частоты накачки в сторону увеличения на 0,35÷0,45 МГц на двух ионосферных высотах, меньше и больше h_{mF_2} (на рис. 3 частоты f_H и f_{out} отмечены на оси абсцисс).

На основе представленных экспериментальных данных возбуждение HFIL одновременно выше

и ниже максимума наблюдалось при нагреве ионосферы на частотах $f_{\rm H}$ вблизи критической частоты слоя F_2, $f_{{\rm o}F_2} - f_{\rm H} < 0{,}2$ МГц, и близких к четвёртой гармонике гирочастоты электронов $4f_{\rm ce}$. В экспериментах с постоянной частотой $f_{\rm H} = 5{,}423$ МГц значение $f_{\rm H}$ на высотах отражения было меньше $4f_{\rm ce}$ на 0,03÷0,05 МГц, а на высотах выше максимума слоя F_2 превышало $4f_{\rm ce}$ на 0,04÷0,06 МГц. По имеющимся экспериментальным данным при ступенчатом изменении $f_{\rm H}$ не представляется возможным сделать чёткий вывод о соотношении между величинами $f_{\rm H}$ и $4f_{\rm ce}$ на высоте отражения волны накачки и времени начала и окончания возбуждения HFIL на высотах, превышающих $h_{{\rm m}F_2}$. Исследования в этом направлении должны быть продолжены не только для четвёртой, но и для других гармоник гирочастоты электронов.

3. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Результаты экспериментов, выполненных на нагревном стенде EISCAT/Heating в феврале 2013 и октябре 2016 годов, убедительно продемонстрировали возможность возбуждения HFIL одновременно на двух ионосферных высотах (ниже и выше максимума слоя F_2), разнесённых на расстояние от 25 до 70 км. Данный эффект наблюдался в условиях близости частоты волны накачки $f_{\rm H}$ к критической частоте слоя F_2, $f_{\rm H} \le f_{{\rm o}F_2} \le f_{\rm H} + f_{\rm ce}/2$. В экспериментах на фиксированной частоте нагрева 5,423 МГц на высотах ниже максимума слоя F_2 HFIL возбуждались вблизи высоты отражения волны накачки. На высоте отражения мощной радиоволны частота $f_{\rm H}$ была ниже четвёртой гармоники гирочастоты электронов на 0,02÷0,03 МГц. На высотах выше максимума слоя F_2 при $f_{\rm H} = 5{,}423$ МГц HFIL регистрировались в течение всего нагревного цикла. В экспериментах с пошаговым изменением частоты мощной волны на высотах выше максимума слоя F_2 HFIL подавлялись, когда на высотах ниже максимума слоя F_2 частота волны накачки была близка к $4f_{\rm ce}$, $|f_{\rm H} - 4f_{\rm ce}| \le +0{,}035$ МГц.

В спектрах мощности ионных линий $S_{\rm IL}$ наблюдались три спектральных максимума: смещённые по частоте относительно нуля примерно на 10 кГц в отрицательную ($S_{\rm ILD}$) и положительную ($S_{\rm ILU}$) области и несмещённый максимум на нулевой частоте ($S_{\rm IL0}$) одновременно на высотах как ниже, так и выше максимума слоя F_2. Мощности спектральных максимумов $S_{\rm IL}$ превышали фоновые значения в 2÷5 раз на высотах ниже максимума слоя F_2 и в 2÷3 раза на высотах выше максимума. Усиление максимумов $S_{\rm ILD}$ и $S_{\rm ILU}$ указывает на возбуждение периодической стрикционной неустойчивости (PDI), наличие несмещённого максимума $S_{\rm IL0}$ свидетельствует о возбуждении апериодической стрикционной неустойчивости (OTSI) [1, 2, 6, 7]. Следовательно, неустойчивости PDI и OTSI развивались одновременно на двух ионосферных высотах.

Результаты анализа показали, что возбуждение HFIL одновременно ниже и выше максимума слоя F_2 сопровождалось генерацией HFPL на тех же высотах (с точностью шага измерений радара по высоте 3 км). Максимумы спектральной мощности плазменных линий $S_{\rm PL}$ наблюдались одновременно на высотах ниже и выше максимума слоя F_2 (в пределах шага интегрирования данных радара по времени 30 с). В спектрах $S_{\rm PL}$ на высотах отражения волны накачки существовал слабо выраженный спектральный максимум вблизи $f_{\rm H}$ и максимум $S_{\rm PL}$ на частоте $f_{\rm out}$, смещённой от $f_{\rm H}$ на 0,35÷0,45 МГц. На высотах выше максимума слоя F_2 регистрировался максимум на той же смещённой частоте $f_{\rm out} = f_{\rm H} + (0{,}39 \div 0{,}45)$ МГц.

Результаты ранее выполненных исследований на коротковолновом нагревном стенде EISCAT/Heating показали [15], что при нагреве области F ионосферы в условиях $f_{\rm H} \le f_{{\rm o}F_2}$ вблизи четвёртой гармоники гирочастоты электронов в спектрах плазменных линий на высотах отражения мощной короткой радиоволны регистрировались два спектральных максимума $S_{\rm PL}$, смещённых по частоте относительно $f_{\rm H}$ на $\Delta_1 \approx 0{,}19 \div 0{,}28$ МГц и на $\Delta_2 \approx 0{,}30 \div 0{,}45$ МГц в сторону увеличения. Эти максимумы наблюдались на высотах верхнего гибридного резонанса и на высотах

отражения волны накачки соответственно. Возбуждение смещённых от $f_{\rm H}$ на 0,30÷0,45 МГц максимумов плазменных линий объяснялось дисперсионными свойствами ленгмюровской волны в плазме при учёте конечной температуры электронов, а максимумов $S_{\rm PL}$, смещённых на 0,19÷0,28 МГц — взаимодействием волн Бернштейна, ионосферных плазменных и верхнегибридных волн, возбуждаемых вследствие трансформации волны накачки [15].

Выполним численные оценки смещения от частоты $f_{\rm H}$ частот возбуждения максимумов $S_{\rm PL}$ на высотах выше и ниже высоты максимума слоя F_2 с учётом изменения температуры электронов для условий рассматриваемых нагревных экспериментов 24 и 17 февраля 2013 года и 20 октября 2016 года.

Дисперсионное уравнение для ленгмюровских волн в плазме с частотой $f_{\rm L}$ имеет вид [37]

$$f_{\rm L}^2 = f_{\rm pe}^2 + f_{\rm ce}^2 \sin^2\theta + \frac{3k^2 k_{\rm B} T_{\rm e}}{(2\pi)^2 m_{\rm e}}\,, \tag{1}$$

где θ — угол между направлением магнитного поля и волной, $k_{\rm B}$ — постоянная Больцмана, $m_{\rm e}$ — масса электронов, k — волновое число ленгмюровской волны, для радара EISCAT ($f_{\rm rad} =$ $= 930$ МГц) $k = 38{,}23$ м$^{-1}$. Смещение частоты ленгмюровской волны относительно частоты нагрева определялось как $\Delta f_{\rm L} = f_{\rm L} - f_{\rm H}$.

В табл. 1 приведены результаты расчётов частотного смещения ленгмюровской волны $\Delta f_{\rm L}$ на высотах ниже и выше максимума слоя F_2, выполненные с использованием выражения (1) для отдельных моментов времени циклов нагрева, когда наблюдалось возбуждение HFIL на двух ионосферных высотах. В табл. 1 также представлены параметры, полученные по данным измерений радара: экспериментально наблюдаемые значения сдвигов по частоте $\Delta f_{\rm L\,exp}$ максимумов $S_{\rm PL}$ и их высоты возбуждения $h_{\rm exp}$, а также температура электронов $\rm T_e$ на высоте $h_{\rm exp}$. Значения гирочастоты электронов $f_{\rm ce}$ и её четвёртой гармоники $4f_{\rm ce}$ приведены по модели IGRF [44] только для высоты $h_{\rm exp}$ ниже максимума слоя F_2. Фоновые значения температуры электронов $\rm T_e$ на высотах слоя F_2 в периоды пауз нагрева составляли 1 500÷1 700 К. В циклах нагрева наиболее сильные возрастания температуры электронов (до 3 000÷3 700 К) наблюдались на высотах, близких к высоте отражения волны накачки. По мере увеличения высоты, каждые 3 км температура $\rm T_e$ снижалась примерно на 50÷100 К. При вычислении $\Delta f_{\rm L}$ с использованием (1), с учётом вертикального угла наклона антенны нагревного комплекса, на высотах отражения волны накачки использовалось значение $f_{\rm pe} = f_{\rm H}\cos(12^\circ)$, на высотах выше максимума слоя F_2 — значение $f_{\rm pe} = f_{\rm H}$.

Как следует из табл. 1, наблюдается соответствие между экспериментальными и рассчитанными значениями частотных смещений максимумов плазменных линий, $\Delta f_{\rm L\,exp}$ и $\Delta f_{\rm L}$, на высотах как ниже, так и выше максимума слоя F_2. Это подтверждает, что возбуждение смещённых плазменных линий в рассматриваемых экспериментах может быть объяснено дисперсионными свойствами ленгмюровской волны в плазме при учёте конечной температуры электронов. Значения смещений $\Delta f_{\rm L\,exp}$ на высотах больше $h_{{\rm m}F_2}$ сопоставимы по величине со смещениями на высотах меньше $h_{{\rm m}F_2}$. Тем не менее, вопрос о возможности возбуждения смещённых плазменных линий выше максимума слоя F_2 требует дополнительного рассмотрения, т. к. на этих высотах температура электронов $\rm T_e$ меньше, чем на высотах ниже максимума слоя F_2. На рис. 4 приведены результаты расчёта смещения ленгмюровской волны $\Delta f_{\rm L}$ на высотах ниже и выше максимума слоя F_2 с использованием (1) в зависимости от температуры электронов $\rm T_e$. Из него следует, что при разнице температур $T_{\rm e}$ на высотах выше и ниже максимума слоя F_2 650÷750 К значения $\Delta f_{\rm L}$ совпадают.

Рассмотрим возможный механизм распространения мощной короткой волны с О-поляризацией в более плотной среде с $f_{\rm H} < f_{\rm pe}$ на высоты выше максимума слоя F_2.

Таблица 1. Характеристики смещённых плазменных линий на высотах ниже и выше максимума слоя F_2 для различных дат, времени наблюдения и частоты волны накачки: высоты возбуждения h ниже и выше максимума слоя F_2, экспериментальные и рассчитанные значения сдвигов частоты спектрального максимума от f_{H} в сторону увеличения, $\Delta f_{\mathrm{L\,exp}}$ и Δf_{L}, температура электронов $\mathrm{T_e}$. Для высоты отражения приведены также значения гирочастоты электронов f_{ce} и её четвёртой гирогармоники $4f_{\mathrm{ce}}$

дата/ f_{H}	время (UT), ч:мин:с	ниже максимума слоя F_2						выше максимума слоя F_2			
		h, км	f_{ce}, МГц	$4f_{\mathrm{ce}}$, МГц	$\Delta f_{\mathrm{L\,exp}}$, МГц	$\mathrm{T_e}$, К	Δf_{L}, МГц	h, км	$\Delta f_{\mathrm{L\,exp}}$, МГц	T_{e} К	Δf_{L}, МГц
24.02.2013/ 5,423 МГц	11:33:59	213	1,367	5,468	0,387	3 300	0,390	266	0,387	2 500	0,38
24.02.2013/ 5,423 МГц	12:02:58	216	1,365	5,460	0,387	3 200	0,375	257	0,387	2 500	0,38
24.02.2013/ 5,423 МГц	12:16:28	213	1,367	5,468	0,402	3 400	0,403	257	0,402	2 700	0,40
24.02.2013/ 5,423 МГц	13:32:00	212	1,367	5,468	0,427	3 600	0,430	257	0,400	2 700	0,40
17.02.2013/ 5,375 МГц	12:37:38	231	1,357	5,428	0,435	3 600	0,437	275	0,420	2 800	0,42
20.10.2016/ 5,423 МГц	12:10:30	210	1,371	5,484	0,397	3 500	0,403	251	0,400	2 700	0,40

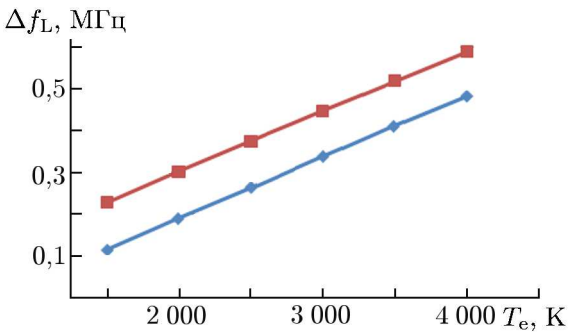

Рис. 4. Изменение смещения ленгмюровской волны Δf_{L} в зависимости от температуры электронов $\mathrm{T_e}$ на высотах ниже (синяя кривая) и выше (красная кривая) максимума слоя F_2, рассчитанные с использованием (1)

Согласно исследованиям [1, 22, 23, 49, 50], волна накачки с обыкновенной поляризацией (O-мода), излучаемая в магнитный зенит, может распространяться до высот выше максимума слоя F_2 благодаря трансформации на высоте отражения ниже максимума слоя F_2 в волну с необыкновенной поляризацией (Z-мода). Затем Z-мода распространяется в более плотной среде с $f_{\mathrm{H}} < f_{\mathrm{pe}}$, и на высоте выше максимума слоя F_2, для которой $f_{\mathrm{H}} \approx f_{\mathrm{pe}}$ [19, 20], происходит обратный процесс трансформации Z-моды в O-моду. В литературе [18, 21–23] для описания распространения короткой радиоволны с обыкновенной поляризацией строго вдоль магнитного поля выше высоты отражения используется также термин «L-мода». На основе результатов моделирования [51], распространение электромагнитных волн через ионосферный слой объясняется многостадийными процессами возбуждения неустойчивости параметрического распада и трансформации мод. Исследование выполнялось с использованием обобщённой модели Захарова [38]. Вблизи высоты отражения волны накачки в нижней части области F_2 возникает электростатическая турбулентность, возбуждаемая параметрической распадной неустойчивостью, которая приводит к трансформации O-моды в Z-моду. В условиях, когда $f_{\mathrm{H}} \approx f_{\mathrm{o}F_2}$, Z-мода распространяется через максимум слоя F_2 до высоты в верхней ионосфере, для которой выполняется резонансное условие $f_{\mathrm{pe}} \approx f_{\mathrm{H}}$. На резонансной высоте Z-мода возбуждает параметрическую распадную неустойчивость, в результате которой возникают плазменные ленгмюровские и ионно-акустические волны и электростатическая турбулентность. При последующих процессах развивается ленгмюровская турбулентность, благодаря которой ге-

нерируются волны с О-поляризацией, выходящие из плазмы. Согласно [51], для возбуждения неустойчивости в верхней ионосфере Z-модой уровень поля О-моды на высоте отражения ниже максимума слоя F_2 должен превышать 1,1 В/м.

Детальный анализ условий экспериментов (рис. 1–3), в которых HFIL и HFPL возбуждались одновременно на высотах как ниже, так и выше высоты максимума слоя F_2, может свидетельствовать о распространении волны накачки на частоте f_{H} на высоты выше максимума слоя F_2. Выполнялись следующие условия:

1) на высоте отражения волны накачки ниже максимума слоя F_2 происходила трансформации падающей волны с обыкновенной поляризацией (О-мода) в волну с необыкновенной поляризацией (Z-мода);

2) в периоды наблюдений одновременного возбуждения HFIL и HFPL на высотах как ниже, так и выше высоты максимума слоя F_2 выполнялись условия распространения Z-моды на высоты ионосферы выше максимума слоя F_2: $f_{\mathrm{H}} \leq f_{\mathrm{o}F_2} \leq f_{\mathrm{H}} + f_{\mathrm{ce}}/2$;

3) эксперименты выполнялись при высокой эффективной мощности излучения нагревного стенда, $\mathrm{P}_{\text{эфф}} \approx 550 \div 650$ МВт, что соответствует значению напряжённости электрического поля волны накачки на высоте отражения ниже максимума слоя F_2 порядка 1,0÷1,1 В/м. Согласно [51] при таком уровне электрического поля О-волны накачки и трансформации О в Z-моду на высоте отражения на резонансной высоте $f_{\mathrm{pe}} \sim f_{\mathrm{H}}$ выше максимума слоя F_2 ионосферы, воздействие Z-волны возбуждает параметрическую распадную неустойчивость и электростатическая турбулентность, и происходит трансформация Z-волны в плазменные волны (ленгмюровскую и ионно-акустическую).

Таким образом, в рассматриваемых экспериментах для Z-моды на высоте отражения волны накачки ниже максимума слоя F_2 реализовывались условия распространения в более плотной среде до высоты выше максимума слоя F_2, для которой $f_{\mathrm{H}} \approx f_{\mathrm{pe}}$, и уровень поля Z-моды был достаточен для развития распадной неустойчивости и создания электростатической турбулентности.

На высотах выше максимума слоя F_2 Z-мода возбуждает PDI и OTSI стрикционную неустойчивости, что подтверждается наблюдением генерации максимумов HFIL (S_{ILD}, S_{ILU} и S_{IL0}) и генерации максимумов HFPL S_{PL} на частотах, смещённых от частоты накачки на 0,35÷0,45 МГц.

Результаты выполненных исследований позволяют сделать вывод, что при воздействии мощных коротких радиоволн с обыкновенной поляризацией на высокоширотную F-область ионосферы на частотах вблизи четвёртой гармоники гирочастоты электронов в условиях $f_{\mathrm{o}F_2} - f_{\mathrm{H}} \leq f_{\mathrm{e}}/2$ наблюдается возбуждение HFIL одновременно на двух высотах (ниже и выше максимума слоя F_2). Возбуждение HFIL одновременно на двух высотах слоя F_2 сопровождалось возникновением HFPL на частотах, смещённых от f_{H} на 0,35÷0,45 МГц на тех же высотах. Возбуждение смещённых плазменных линий на высотах как ниже, так и выше максимума слоя F_2 может быть объяснено дисперсионными свойствами ленгмюровской волны в плазме при учёте конечной температуры электронов.

Возбуждение HFIL и HFPL на высотах ниже максимума слоя F_2 ионосферы происходило вблизи высот отражения мощных коротких радиоволн благодаря возбуждению параметрической распадной (стрикционной) неустойчивости. В условиях выполненных экспериментов на высотах выше максимума слоя F_2 мощная волна с частотой накачки f_{H} может распространяться в виде Z-моды. На высотах верхней ионосферы выше максимума слоя F_2 при условии $f_{\mathrm{H}} \approx f_{\mathrm{pe}}$ возможно развитие параметрической распадной (стрикционной) неустойчивости и, как следствие, возбуждение HFIL и HFPL.

Авторы выражают благодарность сотрудникам Европейской научной ассоциации EISCAT за помощь в проведении экспериментов в г. Тромсё (Норвегия).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гуревич А. В. // Успехи физ. наук. 2007. Т. 177, № 11. С. 1 145.
2. Robinson T. R. // Phys. Rep. 1989. V. 179, No. 2–3. P. 79.
3. Stubbe P., Kopka H. // Radio Sci. 1983. V. 18, No. 6. P. 831.
4. Kuo S. P., Lee M. C. // J. Geophys. Res. 2005. V. 110, No. A01. Art. no. A01309.
5. Stubbe P. // J. Atmos. Terr. Phys. 1996. V. 58, No. 1–4. P. 349.
6. Fejer J. A. // Rev. Geophys. Space Phys. 1979. V. 17, No. 1. P. 135.
7. Kuo S., Lee M., Kossey P. // Geophys. Res. Lett. 1997. V. 24, No. A10. P. 2 969.
8. Грач С. М., Караштин А. Н., Митяков Н. А. и др. / /Изв. вузов. Радиофизика. 1977. Т. 20, № 12. С. 1 827.
9. Васьков В. В., Гуревич А. В. // в кн. Тепловые нелинейные явления в плазме. Горький: ИПФ АН СССР, 1979. С. 818.
10. Грач С. М., Сергеев Е. Н., Мишин Е. В., Шиндин А. В. // Успехи физ. наук. 2016. Т. 186, № 11. С. 1 189.
11. Фролов В. Л. Искусственная турбулентность среднеширотной ионосферы. Нижний Новгород: Изд. Нижегородского госун-та, 2017. 468 с.
12. Rietveld M. T., Senior A., Markkanen J., Westman A. // Radio Sci. 2016. V. 51, No. 9. P. 1 533.
13. Bryers C. J., Kosch M. J., Senior A., et al. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2013. V. 118, No. 11. P. 7 472.
14. Борисова Т. Д., Благовещенская Н. Ф., Йоман Т. К., Хагстром И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2017. Т. 59, № 4. С. 305.
15. Борисова Т. Д., Благовещенская Н. Ф., Риетвельд М. Т., Хаггстром И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2018. Т. 61, № 10. С. 810.
16. Isham B., Hagfors T., Mishin E., et al.// Изв. вузов. Радиофизика. 1999. Т. 42, № 7. С. 607.
17. Isham B., Rietveld M. T., Hagfors T., et al. // Adv. Space. Res. 1999. V. 24, No. 8. P. 1 003.
18. Rexer T., Gustavsson B., Leyser T., et al. // J. Geophys. Res. Space Phys. 2018. V. 123, No. 10. P. 8 649.
19. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 684 с.
20. Mjølhus E. // Radio Sci. 1990. V. 25, No. 6. P. 1 321.
21. Leyser T. B., Gustavsson B., Rexer T., Rietveld M. T. // Ann. Geophys. 2018. V. 36, No. 1. P. 243.
22. Leyser T. B., Nordblad E. // Geophys. Res. Lett. 2009. V. 36, No. 24. Art. no. L24105.
23. Nordblad E., Leyser T. B. // Ann. Geophys. 2010. V. 28, No. 9. P. 1 749.
24. Isham B., La Hoz C., Kohl H., et al. // J. Atmos. Terr. Phys. 1996. V. 58, No. 1–4. P. 369.
25. Isham B., Kofman V., Hagfors T., et al. // Radio Sci. 1990. V. 25, No. 3. P. 251.
26. Stubbe P., Kohl H., Rietveld M. T. // J. Geophys. Res. 1992. V. 97, No. A5. P. 6 285.
27. Djuth F. T., Isham B., Rietveld M.T., et al. // J. Geophys. Res. 2004. V. 109, No. A11. Art. no. A11307.
28. Борисова Т. Д., Благовещенская Н. Ф., Калишин А. С.и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2014. Т. 57, No. 1. С. 1.
29. Борисова Т. Д., Благовещенская Н. Ф., Калишин А. С. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т. 58, No. 8. С. 623.
30. Feier J. A., Sulzer M. P., Djuth F. T. // J. Geophys. Res. 1991. V. 96, No. A9. P. 15,985.
31. Sulzer M. P., Fejer J. A. // J. Geophys. Res. 1994. V. 99, No. A8. P. 15,035.

32. Rietveld M. T., Isham B., Kohl H., et al. // J. Geophys. Res. 2000. V. 105, No. A4. P. 7 429.
33. Cheung P. Y., Wong A. Y., Tanikawa T., Santoru J. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62, No. 23. P. 2 676.
34. Cheung P. Y., DuBois D. F., Fukuchi T., et al. // J. Geophys. Res. 1992. V. 97, No. A7. P. 10 575.
35. Watanabe N., Golkowski M, Sheerin J. P., Watkins B. J. // Earth Moon Planets. 2015. V. 116, No. 1. P. 89.
36. Kuo S. P., Lee M. C. // J. Geophys. Res. 2005. V. 110, No. A1. Art. no. A01309.
37. DuBois D. F., Russell D. A., Cheung P. Y., Sulzer M. P. // Phys. Plasmas. 2001. V. 8, No. 3. P. 791.
38. Захаров В. Е. // Журн. экспер. теор. физ. 1972. Т. 62, вып. 5. С. 1 745.
39. Fejer J., Kuo Y. Y. // Phys. Fluids. 1973. V. 16, No. 9. P. 1 490.
40. DuBois D., Rose H. A., Russell D. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61, No. 19. P. 2 209.
41. Najmi A., Eliasson B., Shao X., et al. // Phys. Plasmas. 2017. V. 24, No. 10. Art. no. 102904.
42. Akbari H., Bhatt A., La Hoz C., Semeter J. // Space Sci. Rev. 2017. V. 212, No. 1–2. P. 249.
43. Djuth F. T., DuBois D. F // Earth Moon Planets. 2015. V. 116, No. 1. P. 19.
44. https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/igrf_vitmo.php
45. Rishbeth H., van Eyken T. // J. Atmos. Terr. Phys. 1993. V. 55, No. 4–5. P. 525.
46. Lehtinen M. S., Huuskonen A. // J. Atmos. Terr. Phys. 1996. V. 58, No. 1–4. P. 435.
47. Greenwald R. A., Baker K. B., Dudeney J. R., et al. // Space Sci. Rev. 1995. V. 71, No. 1–4. P. 761.
48. http://dynserv.eiscat.uit.no/TR/
49. Mjølhus E., Helmersen E., DuBois D. F. // Nonlinear Proc. Geophys. 2003. V. 10, No. 1/2. P. 151.
50. Mishin E., Hagfors T., Isham B. // Geophys. Res. Lett. 2001. V. 28, No. 3. P. 479.
51. Eliasson B. // Geophys. Res. Lett. 2008. V. 35, No. 11. Art. no. L11104.

Поступила в редакцию 30 сентября 2019 г.; принята в печать 10 декабря 2019 г.

EXCITATION OF LANGMUIR AND ION–ACOUSTIC TURBULENCE IN THE HIGH-LATITUDE IONOSPHERE BY A HIGH-POWER HF RADIO WAVE SIMULTANEOUSLY BELOW AND ABOVE MAXIMUM OF THE F_2-LAYER

T. D. Borisova, N. F. Blagoveshchenskaya, A. S. Kalishin, I. Häggström, and M. T. Rietveld

We present the results of experimental studies of the generation peculiarities and features of the Langmuir and ion–acoustic turbulence in the F region of the high-latitude ionosphere excited by high-power HF O-mode radio waves emitted by the EISCAT/Heating facility (Tromsø, Norway) in the direction of the Earth's magnetic field. The experiment was carried out at frequencies $f_{\rm H}$ close to the fourth gyroharmonic, $f_{\rm H} < 4f_{\rm ce}$, and the cutoff frequency of the F_2 layer, $f_{{\rm o}F_2}$, $f_{\rm H} < f_{{\rm o}F_2} < f_{\rm H} + f_{\rm ce}/2$, where $f_{\rm ce}$ is the electron gyrofrequency. By using the EISCAT incoherent scatter radar (930 MHz), a joint analysis of the plasma and ion line spectra simultaneously below and above the F_2-layer maximum was performed. The excitation of the HF-induced plasma lines outshifted by 0.35–0.45 MHz from the pump-wave frequency and HF-enhanced ion lines simultaneously below and above the F_2-layer maximum was found for the first time. The mechanisms of the pump-wave propagation to altitudes above the F_2-layer maximum and a plausible mechanism for the excitation of the instability responsible for the generation of HF-enhanced ion lines and HF-induced plasma lines above the F_2-layer maximum are discussed.