

Министерство высшего и среднего специального образования
Р С Ф С Р

Горьковский ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ)

П р е п р и н т № 290

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ИСКУССТВЕННОЙ ИОНОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ,
ПОЛУЧЕННЫЕ НА НАГРЕВНОМ СТЕНДЕ "ГИССАР"

Л. М. Ерухимов
В. Я. Ковалев
Е. П. Куракин
С. Ф. Марченко
Е. Н. Мясников
А. В. Рахлин
Д. Н. Рубцов
Е. Н. Сергеев
В. Д. Фролов

Ерухимов Л.М., Ковалев В.Я., Куракин Е.П., Марченко С.Ф.,
Мясников Е.Н., Рахлин А.В., Рубцов Л.Н., Сергеев Е.Н.,
Фролов В.Л.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ИСКУССТВЕННОЙ
ИОНОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ, ПОЛУЧЕННЫЕ НА НАГРЕВНОМ СТЕНДЕ
"ГИССАР"//Препринт № 290, Горький: НИРФИ, 1989. - 43 с.

УДК 551.510.535

Рассмотрены результаты исследования свойств искусственной ионосферной турбулентности F - слоя ионосферы при различных частотах волны накачки. Показано, что с уменьшением $f_{\text{вн}}$ уменьшаются пороги стрикционной параметрической неустойчивости и изменяются спектральные характеристики искусственного радиоизлучения из возмущенной области плазмы. Приведены данные измерения характерных времен развития и релаксации искусственных ионосферных неоднородностей различных масштабов в зависимости от геофизических условий. Показано, что для высот отражения ВН $h < 200$ км наблюдается уменьшение эффективности возбуждения ВЧ плазменной турбулентности.

Начиная с 1981 г., в СССР на нагревном стенде "Гиссар" (г. Душанбе, Институт астрофизики АН ТаджССР) проводятся исследования по воздействию мощным радиоизлучением на ионосферную плазму в условиях низких широт (наклонение геомагнитного поля $\vec{H}_0, I = 58^\circ$) [7,22]. Энергетический потенциал стенда $P_3 = P_0 G$, определяемый мощностью КВ передатчика $P_0 = 120$ кВт и направленными свойствами и эффективностью излучения зенитной антенной решетки, состоящей из 16 диапазонных скрещенных вибраторов, составляет 7, 8 и 6 мВт соответственно для частот излучения 4, 4,8 и 5,8 МГц. Имеется возможность излучения волны накачки (ВН) выбранной круговой поляризации.

Ниже мы рассмотрим характеристики основных эффектов, наблюдаемых при воздействии мощным радиоизлучением на F-слой ионосферы, следуя временному ходу их развития с момента включения ВН: стрикционное самовоздействие ВН, генерация вблизи уровня отражения мощного радиоизлучения искусственных мелкомасштабных неоднородностей ионосферной плазмы⁺⁾ , сопровождающаяся развитием эффекта аномального ослабления как самой ВН, так и пробных волн на частотах, близких к $f_{ВН}$. Эти неоднородности также вызывают появление ракурсного рассеяния зондирующих возмущенную область (ВО) ионосферы радиоволн и играют определяющую роль в формировании свойств искусственного радиоизлучения ионосферной плазмы, характеристики которого будут нами подробно рассмотрены, поскольку они позволяют сделать некоторые выводы о параметрах искусственной плазменной (высокочастотной) турбулентности. Мы коротко остановимся также на характеристиках крупномасштабной ($l_{\perp} > \lambda_0$) турбулентности, которые были получены с

⁺⁾ Мелкомасштабными по принятой терминологии будем считать неоднородности с $l_{\perp} < \lambda_0$, где l_{\perp} - их размер в ортогональном к \vec{H}_0 направлении, а λ_0 - длина волны мощного радиоизлучения в вакууме.

помощью просвечивания ВО сигналами геостационарного ИСЗ и при ее зондировании импульсными сигналами пробных волн.

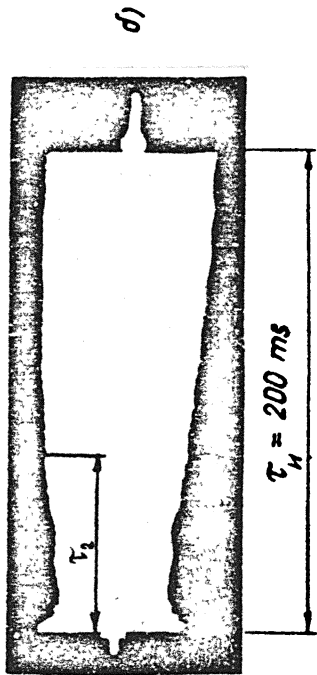
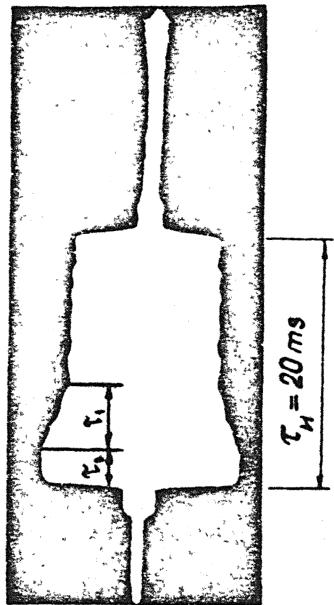
I. СТРИКЦИОННОЕ САМОВОЗДЕЙСТВИЕ ВН

Измерения характеристик стрикционного самовоздействия ВН проводились в диапазоне частот $f_{ВН} = 4 - 6$ МГц в дневное и вечернее время суток, когда мощное радиоизлучение отражалось на высотах F-слоя ионосферы ($h = 140 - 260$ км). Длительность импульса ВН в экспериментах изменялась от 10 мс до 200 мс при частоте их повторения 1 Гц и 0,25 Гц соответственно, что практически исключало появление эффекта накопления последствий от отдельных импульсов излучения. На рис. I в качестве иллюстрации приведены характерные осциллограммы принимаемых сигналов для $\tau_{и} = 20$ мс (рис. Ia) и $\tau_{и} = 200$ мс (рис. Ib). Подобно [I] обработка экспериментальных данных сводилась к определению длительности линейной стадии τ_0 , в течение которой сохраняется первоначальный уровень принимаемого излучения, характерного времени развития нелинейной стадии τ_1 , времени восстановления амплитуды сигнала ВН τ_2 , и также к вычислению величины доли потерь ее энергии $K_p = (E_0^2 - E^2)/E_0^2$ (E_0 , E - амплитуды отраженного сигнала до и после развития самовоздействия ВН) и значения порогового поля E_n , при превышении которого начинает наблюдаться эффект стрикционного самовоздействия ВН⁺). В целом полученные значения параметров отвечали результатам наших исследований в условиях среднеширотной ионосферы [I] и при $(E/E_n)^2 \approx 2$ составляли: $\tau_0 \approx 5 - 7$ мс, $\tau_1 \approx 1.5 - 3$ мс, $K_p \approx 0.3 - 0.5$ и не было обнаружено существенной зависимости указанных величин от $f_{ВН}$. В некоторых случаях, как и в [4], через время $\tau_2 \approx 60$ мс наблюдалось восстановление амплитуды импульса ВН до невозмущенного значения E_0 (см. рис. Ib).

Среди проведенных на стенде "Гиссар" исследований эффекта стрикционного самовоздействия наибольший интерес представляют изучение зависимости от $f_{ВН}$ величины порогового поля E_n . Измерения, когда высота отражения ВН была около 180 км, показали, что $E_n \approx 250 + 300$ мВ/м для $f_{ВН} = 4$ МГц, увеличиваясь до $E_n \approx 320 - 380$ мВ/м

⁺) Расчет E_n проводился с учетом измеренного регулярного поглощения радиоволн в невозмущенной ионосфере, эффекта разбухания поля вблизи точки отражения и с учетом сферичности волны [2].

1.03.1985г.
 $f_{\text{сн}} = 4 \text{ м/с}$



($f_{вн} = 4.8$ МГц) и далее до $E_n \approx 380 - 480$ мВ/м ($f_{вн} = 5.8$ МГц) или $E_n \propto f_{вн}^{\alpha_c}$; $\alpha_c 0.9 - 1.5^+$). Кроме того, была обнаружена зависимость E_n от высоты отражения ВН: для $f_{вн} = 4$ МГц $E_n 400 - 500$ мВ/м ($h = 140 - 150$ км), $E_n 250 - 290$ мВ/м ($h = 180 - 200$ км) и $E_n \approx 170 - 200$ мВ/м ($h = 240 - 260$ км).

Полученная зависимость $E_n (f_{вн}, h)$ может быть объяснена в рамках теории стрикционной параметрической неустойчивости [2,3], согласно которой

$$E_n^2 \propto \frac{\gamma N_e T_e}{f_{вн}}$$

где $\gamma \approx \gamma_{ei} + \gamma_{en} + \gamma_\lambda$ - декремент затухания плазменных волн с учетом затухания Ландау (γ_λ), γ_{ei} и γ_{en} - частоты соударений электронов с ионами и нейтралами, N_e и T_e - концентрация и температура электронов вблизи уровня отражения ВН. В невозмущенных условиях F-слоя ионосферы для $h \geq 200$ км можно положить $\gamma \approx \gamma_{ei} \propto N_e T_e^{-3/2}$ и с учетом того факта, что на уровне отражения ВН 0 - поляризации

$N_e \propto f_{oe}^2 \approx f_{вн}^2$, имеем

$$E_n \propto T_e^{-1/4} f_{вн}^{3/2} \quad (\text{т.е. } \alpha_c = 1.5)$$

На высотах $h < 200$ км, где соударения электронов с нейтральными молекулами вносят уже существенный вклад в γ_e , что приводит к увеличению E_n (приблизительно в 1,5 - 2 раза при уменьшении высоты отражения ВН от 180 до 140 км, см. также [2]) и уменьшению показателя степени зависимости α_c от 1,5 для $h \geq 200$ км до $\alpha_c \approx 1$ при $h \approx 160$ км.

Приведенные оценки находятся в полном соответствии с рассмотренными выше экспериментальными данными.

2. ДОПЛЕРОВСКОЕ СМЕЩЕНИЕ ЧАСТОТЫ ОТРАЖЕННЫХ ОТ ИОНОСФЕРЫ СИГНАЛОВ ПРОБНЫХ ВОЛН

При зондировании ВО ионосферы маломощным непрерывным радиоизлучением - пробными волнами (ПВ) - на частотах, близких к $f_{вн}$, было

*) Пороговые мощности ВН, определенные с учетом регулярного поглощения радиоволн в нижней ионосфере, составляли: $P_{вн} \approx 0,7$ МВт, 1,2 МВт и 2 МВт для $f_{вн} = 4$ МГц, 4,8 МГц и 5.8 МГц соответственно.

обнаружено доплеровское изменение частоты принимаемого сигнала после включения и выключения ВН. Этот эффект при регистрации (см. рис. 2) обнаруживается как появление характерных амплитудных биений в результате сложения "небесного" луча и "земной" волны на входе приемной аппаратуры. Отметим, что такие же биения наблюдаются и на сигнале собственно ВН^{+) .}

Нами были выделены следующие особенности наблюдаемого явления:

а) Доплеровский сдвиг частоты принимаемой волны наблюдался только при воздействии на F -слой ионосферы излучением O -поляризации на частоте $f_{\text{ВН}} \approx 4$ МГц, когда высота отражения ВН находилась в интервале $h \approx 140^{\text{ВН}} - 180$ км. Последнее, как правило, соответствовало дневным условиям наблюдений. Эффект на сигналах ПВ регистрировался в полосе частот $|f_{\text{ПВ}} - f_{\text{ВН}}| \leq 0,5$ МГц.

б) Доплеровские биения имели место только при превышении мощности ВН пороговой мощности ее стрикционного самовоздействия. Отмечается увеличение пороговой мощности, с которой начинают регистрироваться биения, с ростом величины отстройки $f_{\text{ПВ}}$ от $f_{\text{ВН}}$: $\tilde{P}_{\text{п.б}} \approx 0,4 - 0,5$ МВт для $f_{\text{ПВ}} \approx f_{\text{ВН}}$ и $\tilde{P}_{\text{п.б}} \approx 1,5 - 1,8$ МВт для $\Delta f = |f_{\text{ПВ}} - f_{\text{ВН}}| \approx 0,5$ МГц.

в) Частота регистрируемых биений $\Omega_{\text{б}}$ обычно составляла $0,2 - 0,5$ Гц, имея свои наибольшие значения для $f_{\text{ПВ}} \approx f_{\text{ВН}}$ сразу после включения и выключения ВН. Для $\Delta f \approx 0,5$ МГц величина $\Omega_{\text{б}}$ обычно не превышала значений $0,15 - 0,2$ Гц⁺⁺⁾.

г) При включении ВН биения наблюдались только до развития эффекта аномального ослабления (АО). Биения приблизительно той же частоты опять появлялись сразу после выключения ВН в полосе отстроек $|\Delta f| \approx 100$ кГц. Они продолжались в течение времени $\sim 5 + 15$ с,

^{+) Из-за близости расположения приемного пункта к нагревному стенду амплитуда "земной" волны для ПВ была порядка амплитуды отраженного от ионосферы сигнала.}

^{++) Доплеровские биения в большинстве случаев наблюдаются на фоне естественных флуктуаций отраженного сигнала ПВ, частота которых в невозмущенной ионосфере в дневное время суток составляла $\Omega \approx 0,05 - 0,12$ Гц, увеличиваясь в вечерние часы до $0,3 - 1$ Гц. Именно поэтому в вечерние часы биения становятся, по-видимому, просто неразличимыми на фоне естественных флуктуаций сигнала при записи его на ленте самописца.}



Р и с . 2

после чего их частота постепенно снижалась за 40–60 с до уровня естественных флуктуаций. В некоторых случаях отмечаются значительно более низкие частоты с $\Omega_g \approx 0,04 - 0,08$ Гц по окончании воздействия по сравнению со значениями Ω_g для его начала. Также следует отметить, что в ряде случаев биения на пробной волне наблюдались либо только после включения нагрева, либо только после его окончания.

д) Изменения фазового пути распространения ПВ достигали величины $(5 - 8) \lambda_0$.

Совокупность рассмотренных выше свойств эффекта появления доплеровского сдвига частоты отраженного от ВО ионосферы сигнала ПВ может быть интерпретирована как изменение концентрации плазмы вблизи уровня отражения ВН вследствие быстрого ее разогрева плазменными волнами, возбуждаемыми при развитии стрикционной параметрической неустойчивости. При этом на высотах $h \approx 140 - 180$ км концентрация электронов возрастает, так как увеличение температуры плазмы приводит здесь к уменьшению коэффициента диссоциативной рекомбинации⁴⁾. Исчезновение доплеровских биений, когда высота отражения ВН находилась в интервале $h \approx 180 - 220$ км, согласно [15], связано с отсутствием на этих высотах изменения концентрации плазмы в результате ее разогрева.

Оценки, проведенные на основе экспериментальных данных, показывают, что характерная толщина области изменения концентрации $L \approx 20 - 40$ км соответствует характерной длине теплопроводности, а сами изменения концентрации в центре ВО могут достигать значений $\Delta N/N \approx 3\%$.

3. ГЕНЕРАЦИЯ ИСКУССТВЕННЫХ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

Развитие искусственных мелкомасштабных неоднородностей в F-слое ионосферной плазмы при воздействии на нее мощным радиоизлучением O-поляризации происходит вблизи уровня отражения ВН через несколько секунд после ее включения [5–7]. Эти неоднородности вызывают эффект аномального ослабления (АО) радиоволн O-поляризации на частотах, близких к частоте ВН, и приводят к срыву стрикционной параметрической неустойчивости [6].

Ниже мы остановимся на результатах исследования свойств этих мелкомасштабных искусственных неоднородностей (МИН), полученных с

⁴⁾ Эффект аналогичной природы наблюдался также в экспериментах [14].

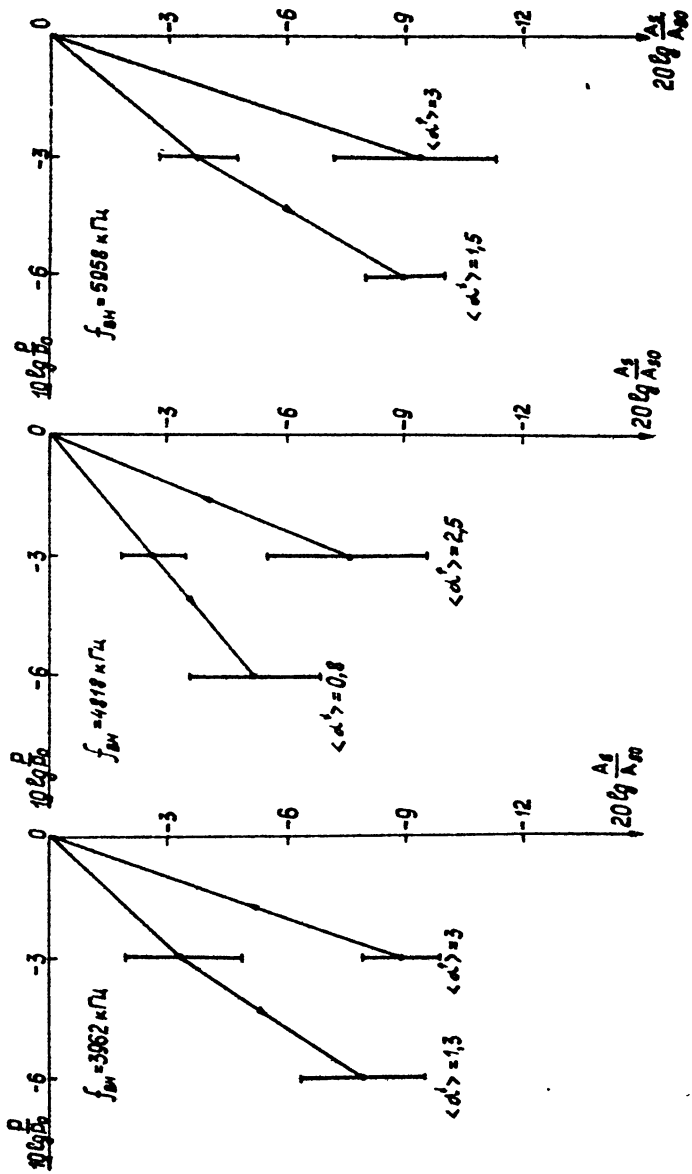
помощью ракурсного рассеяния КВ радиоволн в диапазоне 9,8–17,7 МГц ($l_{\perp} = \lambda/2 \sin(\theta_s/2) \approx 9 - 15$ м, λ - длина волны рассеиваемого радиоизлучения, θ_s - угол рассеяния). Спецификой данных измерений являлась близость приемных пунктов к нагревному стенду (~ 25 км или ~ 150 км), что из-за больших видимых угловых размеров ВО приводит к размыванию ракурсного контура рассеяния. Последнее не позволяло исследовать детальную структуру ВО, но в то же время давало возможность проводить длительные циклы измерений на одной и той же частоте зондирования даже при значительных вариациях ионосферных условий.

3.1. Пороги генерации МИН

Анализ полученных экспериментальных данных показал, что пороговые поля ВН, начиная с которых наблюдается интенсивный рост флуктуаций плотности плазмы, практически не зависели от $f_{ВН}$ ($f_{ВН} \approx 4-6$ МГц) и составляли $E_n \approx 30$ мВ/м ($P_n \approx 0.3 - 0.4$ МВт), оставаясь, как нетрудно видеть, существенно ниже значений E_n для ее стрикционного самовоздействия[†]). Более того, как и в [6], развитие мелкомасштабных искусственных неоднородностей приводило к срыву стрикционных эффектов на ВН.

По измерениям ракурсного рассеяния на неоднородностях с $l_{\perp} \approx 9$ м было также получено, что пороговые мощности срыва генерации искусственных неоднородностей, по крайней мере, в 2–4 раза ниже порога их возбуждения, что подтверждает эффект гистерезиса, обнаруженного ранее в [9]. Последнее видно на рис. 3, где для различных частот ВН приведена зависимость амплитуды рассеянного сигнала A_s от мощности нагрева ионосферной плазмы P_3 и от режима возбуждения неоднородностей: индексом (\dagger) обозначена ветвь увеличения мощности ВН от малых величин P_3 до максимального значения P_0 , индекс (\ddagger) соответствует обратной ветви изменения мощности от P_0 в сторону ее уменьшения. При степенной аппроксимации зависимости A_s от P_3 ($A_s^2 \propto P_3^{\alpha}$) $\alpha^{\dagger} \approx 2,5 - 3$ для всех частот ВН, а α^{\ddagger} оказывается в 2–3 раза меньше. Однако при малых уровнях мощности $P_3 \lesssim P_0/4 \div P_0/8$ и на обратной ветви отмечается увеличение показателя степени α^{\ddagger} до

[†]) Здесь в расчете E_n не учитывался эффект разбухания поля, поскольку высота генерации неоднородностей находится несколько ниже точки отражения ВН [8].



Р и с . 3

значений $\alpha^{\dagger} = 2.6$.

3.2. Времена развития МИН

Время развития искусственных неоднородностей τ_1 определялось нами по времени роста рассеянного сигнала до уровня A_S^{CT} , где A_S^{CT} - его стационарная амплитуда, устанавливающаяся при достаточно длительном нагреве ионосферной плазмы. Было установлено, что величина τ_1 зависит от масштаба рассеивающих неоднородностей l_{\perp} и, в среднем, имеет место соотношение $\tau_1 \propto l_{\perp}$ с $\tau_1 \approx 8 - 10$ с для $l_{\perp} \approx 10$ м и ~ 15 с для $l_{\perp} \approx 15$ м при мощности ВЧ $\tilde{P}_3 \approx 2 - 3$ МВт. С уменьшением мощности излучения времена τ_1 возрастали как $\tau_1 \propto \tilde{P}_3^{-\beta}$, $\beta \approx 0,5 - 1$. Последнее проявляется в изменении величины времени развития МИН при переходе от дневных к вечерним часам наблюдений, когда из-за уменьшения регулярного поглощения радиоволн в нижней ионосфере τ_1 уменьшается в несколько раз при одной и той же номинальной мощности излучения ВЧ.

Помимо характерного времени развития неоднородностей τ_1 в динамике МИН можно выделить время τ_{10} , в течение которого не обнаруживается сколь-нибудь значительного, по сравнению со стационарным, уровня рассеяния. По проведенным на стенде "Гиссар" измерениям для $l_{\perp} \approx 10$ м $\tau_{10} \approx 5 - 10$ с. С этим временем, согласно [5, I2], связано уменьшение интенсивности рассеяния при использовании амплитудной модуляции типа "меандр" для излучаемой мощности ВЧ. В нашем случае проведенные измерения показали, что глубина "модуляционного провала" в интенсивности рассеянного сигнала может достигать более 10 дБ при частотах модуляции $F_{mod} \approx 0,1 - 1,0$ Гц. Последнее может иметь важное значение для формирования искусственной ионосферной турбулентности с заданными спектральными характеристиками при использовании сложных временных режимов воздействия на ионосферную плазму.

3.3. Времена релаксации МИН

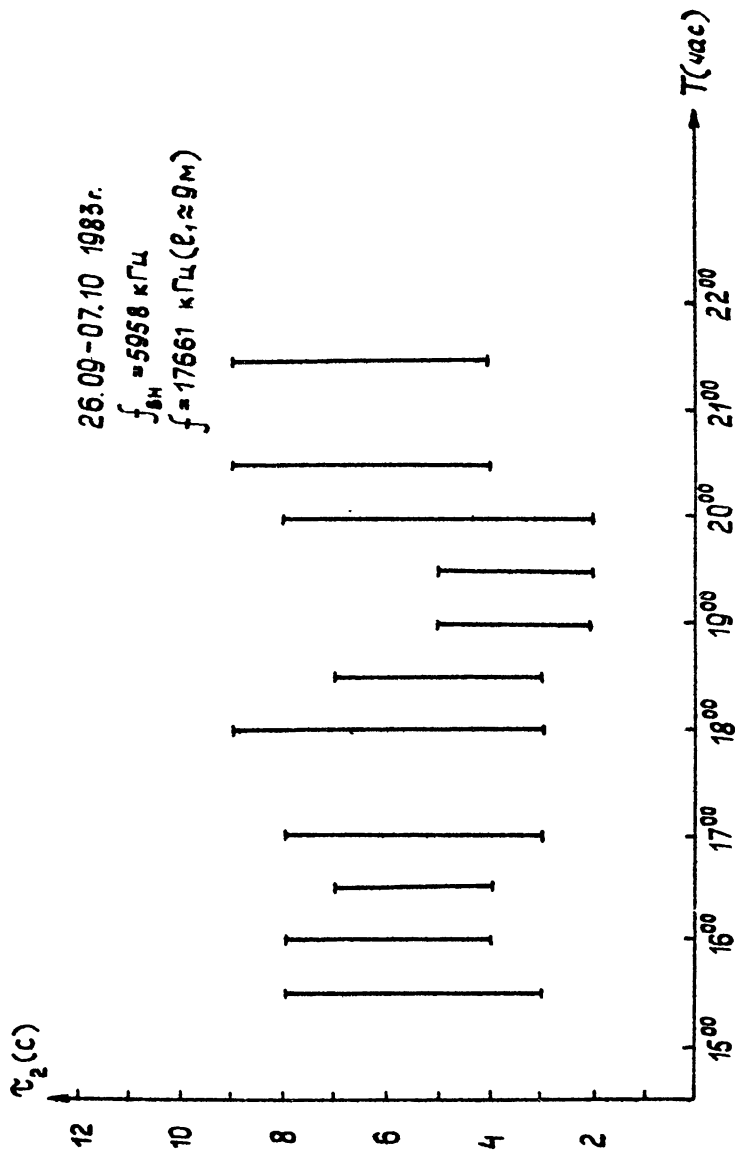
Времена релаксации τ_2 определялись нами по времени уменьшения амплитуды рассеянного сигнала в e раз относительно его стационарного значения A_S^{CT} . Как правило, при релаксации наблюдается экспоненциальный закон изменения $A_S(t)$. При этом релаксация имеет ярко выраженный двухступенчатый характер, когда вначале она происходит с более высоким темпом, чем на втором ее этапе (см. ниже рис. 5). Са-

ми же времена релаксации оказываются функцией таких параметров, как время суток и высота расположения ВО, зависят от частоты ВН, масштаба рассеивающих неоднородностей l_1 и их местоположения внутри ВО, определяются и некоторыми другими условиями проведения измерений, например, режимом излучения ВН. Совокупность влияния всех этих параметров в значительной мере и обуславливают, по-видимому, наблюдаемые большие вариации характеристик релаксации искусственных неоднородностей F-слоя ионосферы.

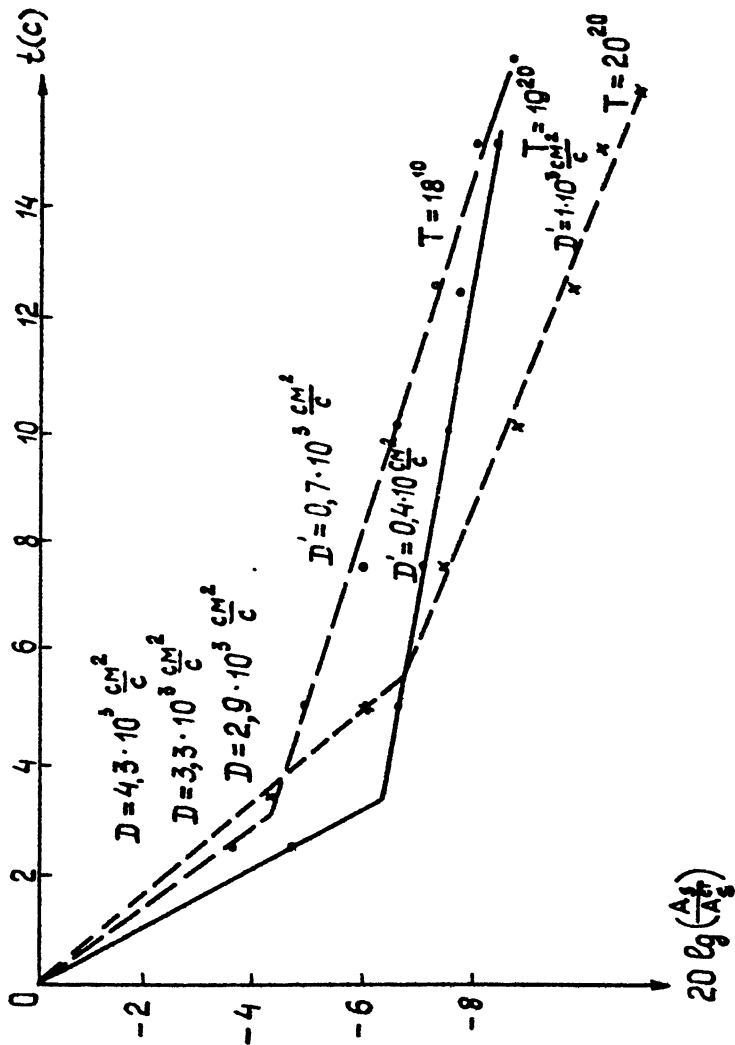
Для $l_1 \approx 9$ м по усредненным данным за двухнедельный цикл измерений (см. рис. 4) время релаксации составляет ~ 6 с для $T = 15^{00} - 18^{00}$, в период с 18^{30} до 19^{30} наблюдаются минимальные значения $\tau_2 \approx 3 - 4$ с, а затем с переходом к более поздним вечерним часам величина τ_2 начинает вновь возрастать. Отмечается, что время минимальных значений τ_2 совпадает с началом уменьшения f_{of2} и соответствует времени захода Солнца на высоте F-слоя ионосферы, что, вероятно, указывает на связь наблюдающейся особенности поведения величины τ_2 с процессами перестройки структуры ионосферы при переходе от дневных к ночным условиям ее образования. На рис. 5 для интервала минимального времени релаксации в зависимости $\tau_2(T)$ ($T = 19^{h}20^m$) и близких к нему сеансов наблюдений ($T = 18^{h}10^m$ и $20^{h}20^m$) приведена детальная обработка характера релаксации рассеянного сигнала. Видно, что для кривой $T = 19^{h}20^m$ по сравнению с другими двумя кривыми имеет место максимальный коэффициент диффузии на первом этапе, отвечающем периоду быстрой релаксации, и, наоборот, минимальный коэффициент диффузии на втором.

Отсутствие одновременных измерений в достаточно широком диапазоне масштабов l_1 (и прежде всего отсутствие измерений для $l_1 < 6$ м в силу невыполнения условий ракурсного рассеяния для геометрий экспериментов) не позволяет с достаточной точностью определить зависимость $\tau_2(l_1)$, хотя имеющиеся данные определенно указывают на рост τ_2 с увеличением l_1 . Интерпретация полученных результатов также осложняется значительной изменчивостью и несовпадением величин τ_2 при одновременных измерениях ракурсного рассеяния на близких частотах зондирования ВО. Последнее может указывать на существование сильной зависимости значений τ_2 от местоположения рассеивающих неоднородностей внутри ВО, как это отмечалось, например, в [13].

В заключение отметим наблюдавшееся в некоторых случаях внезапное уменьшение в несколько раз времени релаксации МИН, продолжавшееся



Р и с . 4



еся, как правило, около 10–20 мин, после чего величина τ_2 так же быстро восстанавливалась до своего первоначального значения. Такие изменения τ_2 наблюдались чаще всего в вечернее время суток. Какой-либо связи этого явления с геофизическими процессами, происходящими в ионосферной плазме, в настоящее время не обнаружено.

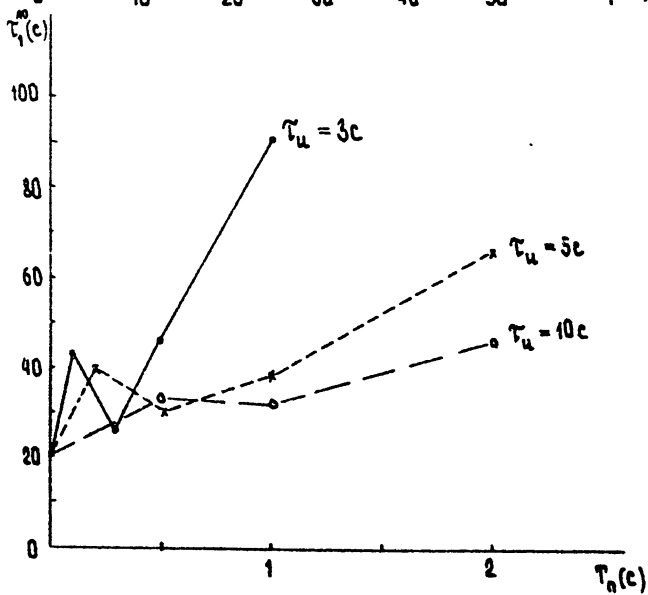
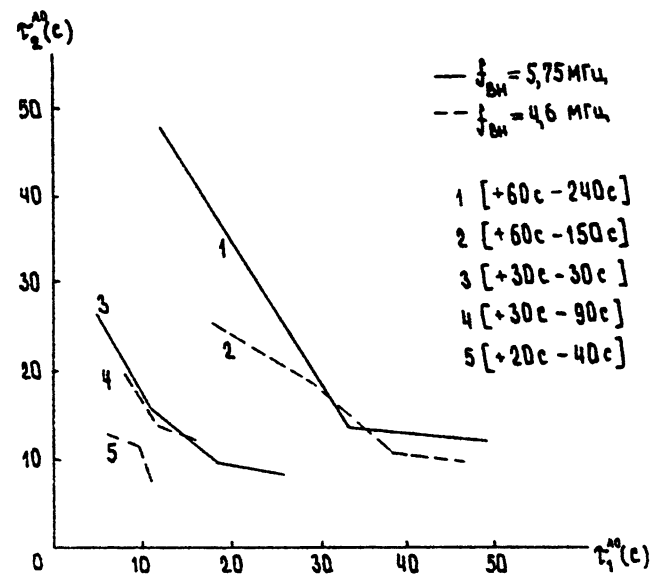
3.4. Скорость дрейфа МИН

При наблюдении сигналов ракурсного рассеяния по частоте доплеровских биений прямой и рассеянной волн f_g можно определить одну из горизонтальных компонент скорости дрейфа неоднородностей U_{gr} . В нашей геометрии эксперимента наибольший вклад в доплеровскую частоту давала ее меридиональная составляющая (U_{gr}^M).

По данным измерений f_g приблизительно пропорциональна частоте f рассеиваемого излучения и для $f = 17.6$ МГц среднее значение $\langle f_g \rangle \approx 2.5$ Гц или $U_{gr}^M \approx 20$ м/с. Эти результаты соответствуют ранее полученным данным для U_{gr} при исследовании на средних широтах [12]. Отмечается также, что при переходе от дневных к ночным часам наблюдений северо-южная компонента вектора \vec{U}_{gr} увеличивается приблизительно от 10 м/с до 30 м/с. Последнее может быть связано как с увеличением меридиональной составляющей скорости дрейфа неоднородностей за счет поворота вектора \vec{U}_{gr} , так и с некоторым увеличением U_{gr} с ростом высоты. В пользу последнего предположения может говорить, например, тот факт, что при быстром изменении критических частот f_{oF2} в вечернее время суток (в некоторых случаях в течение 1/2 часа) увеличение доплеровской частоты f_g наблюдалось одновременно с увеличением высоты ВО. Однако ограниченность имеющихся в настоящее время экспериментальных данных не позволяет дать однозначного заключения о характере изменения величины U_{gr} в зависимости от высоты.

3.5. Некоторые характеристики времен развития и релаксации аномального ослабления радиоволн

Определенную информацию о динамике искусственных ионосферных неоднородностей можно получить при анализе характеристик эффекта аномального ослабления (АО) радиоволн в ВС ионосферы. На рис. 6а представлены результаты одновременных измерений времени развития АО



Р и с. 6

τ_1^{AO} и времени его релаксации τ_2^{AO} при различных режимах излучения H^+). Видно, что имеет место определенная связь между временами τ_1^{AO} и τ_2^{AO} : для всех кривых (для каждого режима нагрева ионосферной плазмы) времена релаксации AO τ_2^{AO} уменьшаются при увеличении времени его развития τ_1^{AO} . Это отмечалось также в экспериментах, выполненных на среднеширотных нагревных стендах. Если увеличение времен развития МИН связывать с ухудшением определенных условий их возбуждения, то тогда необходимо сделать вывод, что эти же условия влияют на изменение характерных времен их релаксации. Последнее также может являться одной из причин наблюдающегося разброса данных по релаксациям искусственных неоднородностей, полученных в различные циклы измерений.

Второй эффект, на который здесь следует обратить внимание, это уменьшение времени релаксации AO при уменьшении длительности импульса нагрева. Аналогичный результат был получен в измерениях [II], где он объяснялся изменением формы спектра искусственной турбулентности на стадии ее формирования вследствие зависимости времени развития неоднородностей от их масштаба. Как было показано выше (см. также [II, 2I]), $\tau_1(L_1) \propto L_1$ и с ростом времени нагрева ионосферной плазмы AO начинает определяться неоднородностями все более крупных масштабов, а, следовательно, возрастают времена его релаксации.

Из рис. 6а также видно, что при длительностях паузы T_n между импульсами H^+ порядка нескольких десятков секунд наблюдается уменьшение времен развития AO при уменьшении T_n , что обусловлено накоплением эффекта последствия от предыдущих циклов включения H^+ (см. также, например, [16]). Однако, как показали дальнейшие более детальные исследования, эта зависимость имеет немонотонный характер с особенностью при коротких импульсах и паузах излучения: для $\tau_n \approx 3 + 10$ с при $T_n \approx 0,1 + 0,5$ с (более длительным импульсам H^+ соответствуют и более длительные паузы) обнаружено увеличение в 1,5 - 2 раза времен развития AO по сравнению с режимом длительного воздействия с большими (несколько минут) интервалами между включением H^+ (см. рис. 6б). Отметим, что средняя мощность H^+ при импульсном ее излучении практически соответствовала режиму непрерывного воздействия, для которого $\tau_1^{AO} \approx 20$ с. Эти результаты могут указывать на важную роль первоначальной искусственной ионосферной турбулентности,

^{*)} Например, режим [+60 с - 240 с] соответствует циклическому включению H^+ с длительностью излучения 60 с и паузой 240 с.

возбуждаемой в первые несколько секунд после включения ВН, на дальнейший ход развития взаимодействия мощного радиоизлучения с ионосферной плазмой. При этом следует считать, что время ее релаксации не превышает несколько десятков - сотен миллисекунд.

По данным наших исследований (см. п. 3.2) в первые 1-2 с не наблюдается появления сколь-нибудь значительного уровня МИН, по крайней мере, в области масштабов $l_{\perp} \gtrsim 3$ м. Поэтому следует считать, что эта первоначальная турбулентность, по-видимому, является результатом развития стрикционной параметрической неустойчивости мощного радиоизлучения в ионосферной плазме, которая приводит к возбуждению интенсивных плазменных колебаний вблизи уровня отражения ВН, разогреву здесь плазмы и, как уже отмечалось в п. 2, к крупномасштабным изменениям ее плотности. Вполне вероятно также, что в области развития стрикционной параметрической неустойчивости, например, за счет самофокусировки плазменных волн, возбуждаются и слабые мелкомасштабные неоднородности плотности плазмы с $l_{\perp} \lesssim 3$ м, которые, тем не менее, могут оказывать свое влияние на дальнейший ход развития МИН⁺).

4. ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСКУССТВЕННЫХ КРУПНОМАСШТАБНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

Исследование спектральных характеристик искусственных неоднородностей в диапазоне масштабов $100 \text{ м} \lesssim l_{\perp} \lesssim 1 - 2 \text{ км}$ проводилось при помощи приема сигналов геостационарного ИСЗ "SIRIO" на частоте $f = 136 \text{ МГц}$. Пункт наблюдений был выбран из условия пересечения луча зрения на ИСЗ центра ВО на высоте $\sim 280 \text{ км}$. При этом угол между лучом зрения и геомагнитным полем H_0 составлял $\sim 17^\circ$.

Эксперимент проводился в апреле 1985 г. в течение 10 дней. Частота ВН обыкновенной поляризации выбиралась из условия наибольшей ее близости к $f_{\text{ог}2}$. Длительность нагрева обычно составляла $5 \div 6$ мин, длительность паузы - $5 \div 10$ мин. В различных циклах нагрев осуществлялся либо непрерывным радиоизлучением, либо использовался режим амплитудной модуляции ВН типа "меандр" с частотой модуляции $F_M = 0.5, 1$ или 2 Гц .

⁺) Аналогичные выводы были сделаны на основе данных экспериментов, выполненных на нагревном стенде "Сура" в 1988 г., при зондировании ВО ионосферы пробными волнами на различных отстройках относительно частоты ВН.

Возбуждение искусственных неоднородностей в настоящем эксперименте наблюдалось только в вечерние и ночные часы и регистрировалось по появлению мерцаний сигнала ИСЗ (рис. 7а,б), характерные спектры флуктуаций амплитуды принимаемого сигнала $F_A(\nu)$ приведены на рис. 8. Видно, что спектр достигает насыщения в области частот $\nu \leq \nu_0 \approx 0,03$ Гц. Для $\nu > \nu_0$ все спектры можно аппроксимировать степенной зависимостью $F_A(\nu) \propto \nu^{-P}$ со следующими значениями показателя степени $P_1 \approx 1,4$; $P_2 \approx 2$ и $P_3 \approx 2,8$ соответственно для кривых 1, 2, 3 рис. 8. Спектры 1, 2 отвечают типу флуктуаций, приведенному на рис. 7а; спектр 3 соответствует случаю, представленному на рис. 7б.

Для интерпретации результатов измерений воспользуемся соотношением, связывающим спектр $F_A(\nu)$ со спектром флуктуаций электронной концентрации

$$F_A(\nu) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} \left[1 - \frac{2k}{\alpha^2 L} \sin \frac{\alpha^2 L}{2k} \cos \frac{\alpha^2}{k} \left(z - \frac{L}{2} \right) \right] \Phi_N(\alpha_x, \alpha_y, 0) d\alpha_y, \quad (1)$$

которое получено при условии малых флуктуаций амплитуды $\delta A = (\langle \Delta A^2 \rangle / \langle A^2 \rangle)^{1/2} \ll 1$ и малых углов рассеяния $\alpha/k \ll 1$, где $\alpha = (\alpha_x^2 + \alpha_y^2)^{1/2}$, $\alpha_x = \nu/\nu_0$ - волновое число неоднородностей в плоскости, ортогональной направлению вектора \vec{k} падающей радиоволны, L - характерная толщина слоя с неоднородностями, z - среднее расстояние до него, ν_0 - скорость дрейфа неоднородностей ($\vec{\nu}_0 \parallel \vec{\alpha}$). Примем следующую аппроксимацию для спектра искусственных неоднородностей:

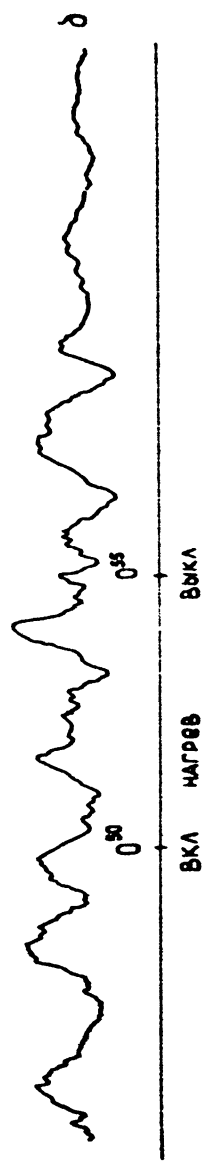
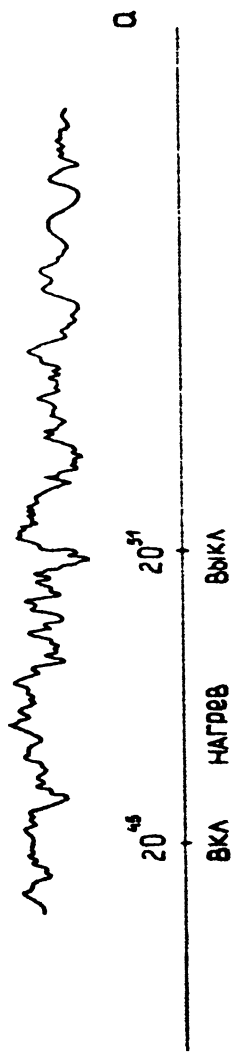
$$\Phi_N(\vec{\alpha}) = \Phi_N(\alpha_{\perp}) \exp\left(-\frac{\alpha_{\parallel}^2 l_{\parallel}^2}{4}\right), \quad (2)$$

где α_{\perp} , α_{\parallel} - волновые числа неоднородностей соответственно в ортогональной к \vec{H}_0 плоскости и вдоль \vec{H}_0 , $l_{\parallel} \approx 5 - 10$ км - характерный продольный масштаб неоднородностей.

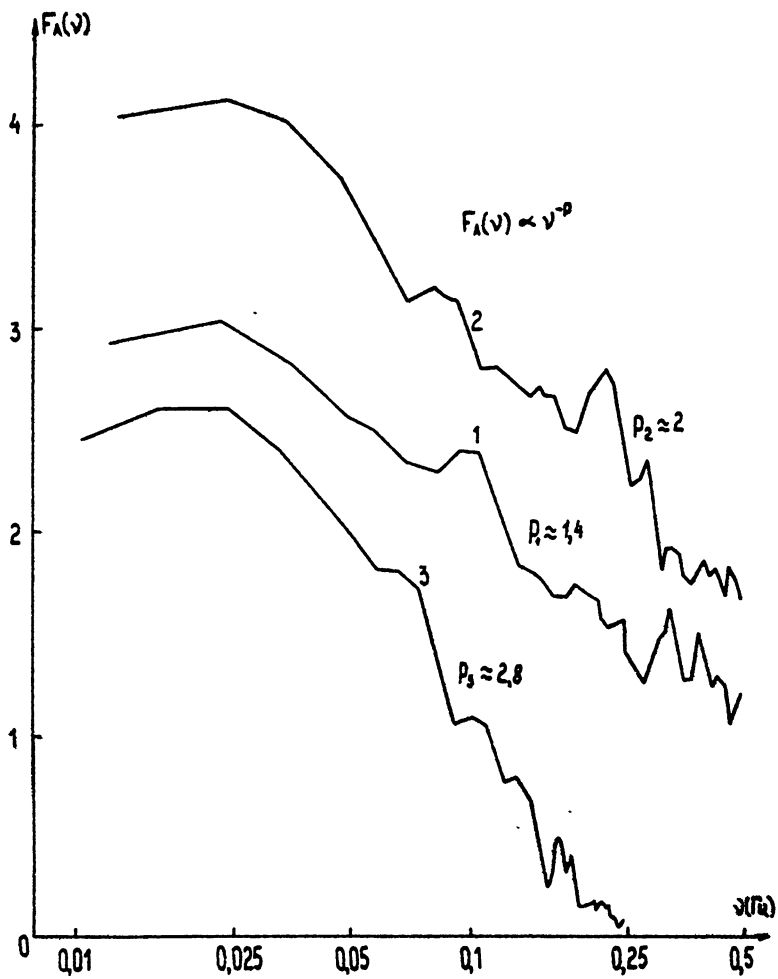
Можно показать, что для углов $\theta = (\hat{k} \vec{H}_0)$, удовлетворяющих условию $\theta \approx 2/\alpha_{\perp} l_{\parallel}$, и для волновых чисел неоднородностей $\alpha_{\perp} > \alpha_{\phi} = (\pi k / z)^{1/2}$ спектр флуктуаций амплитуды имеет тот же показатель степени, что и спектр $\Phi_N(\alpha_{\perp})$:

$$F_A(\nu) \propto \Phi_N(\nu = \alpha_x \nu_0, 0) \propto \nu^{-P}. \quad (3)$$

Как нетрудно видеть, для значений угла $\theta \approx 17^\circ$ и $l_{\perp} \leq 1 + 2$ км условия применимости соотношения (3) выполнены, и, следовательно, изме-



Р и с. 7



Р и с. 8

ряемый показатель степени спектра мерцаний $F_A(\nu)$ равен показателю степени спектра $\Phi_N(\vec{x})$.

Как известно, насыщение спектра $F_A(\nu)$ должно происходить вблизи частоты, отвечающей масштабу первой зоны Френеля: $\nu_\phi = \nu_0 / l_\phi = \nu_0 / \sqrt{2\lambda z}$. Последнее позволяет оценить скорость движения неоднородностей в ортогональном к H_0 направлении: $\nu_0 = l_\phi \nu_\phi \approx 30$ м/с, которая оказывается близкой по величине к наблюдаемым скоростям дрейфа мелкомасштабных искусственных неоднородностей ионосферной плазмы.

Для степенного спектра $\Phi_N(x_1)$ величина флуктуаций электронной концентрации

$$\langle (\delta N)^2 \rangle = \int_0^{x_{1,m}} \Phi_N(x_1) dx_1 \propto x_{1,m}^{-\rho+2} \quad (4)$$

Поэтому для спектра I (рис. 8) $\langle (\delta N)^2 \rangle$ должна возрастать при увеличении x_1 (т.е. с уменьшением масштаба l_1 неоднородностей) и убывать для спектра 3. Последнее позволяет предположить, что для спектров с $\rho < 2$ существует источник неоднородностей, который находится в области малых масштабов $l_1 \approx 200 + 300$ м. При $\rho > 2$, наоборот, наиболее эффективно возбуждаются неоднородности более крупных масштабов с $l_1 \geq l_\phi \approx 1 - 2$ км.

В настоящем эксперименте значения флуктуаций амплитуды составляли $\delta A = (\langle \Delta A^2 \rangle / \langle A \rangle^2)^{1/2} \approx 0,2 - 0,3$ и значительно превышали величины δA , наблюдавшиеся при радиопросвечивании искусственных неоднородностей на средних широтах [10], где $\delta A \approx 0.2 + 0.05$, для $f \approx 150$ МГц. Это может быть связано как с увеличением $\langle (\delta N)^2 \rangle$, так и с ростом эффективной толщины слоя L, занятого искусственными неоднородностями. Последнее, поскольку направление распространения луча было близко к H_0 , могло происходить за счет значительного вытягивания ВО вдоль геомагнитного поля.

Характерные времена развития искусственных неоднородностей составляли $\sim 50 - 60$ с. Времена их реализации зависели от масштаба l_1 и были примерно равны $1 + 3$ мин для $l_1 \approx 500$ м и $\approx 8 - 10$ мин для $l_1 \approx 1 - 2$ км.

Как уже отмечалось, искусственные неоднородности возбуждались только в вечерние или ночные часы, причем условия их возбуждения становились предпочтительнее при уменьшении критической частоты F_2 -слоя и при использовании меньших значений $f_{вн}$. Сопоставление результатов радиопросвечивания с данными ионозонда, расположенного

вблизи нагревного стeнда, показало, что при наличии мерцаний сигнала ИСЗ, вызванных искусственными неоднородностями, наблюдается развитый F_{spread} на ионограммах, который сохраняется практически все время в течение паузы работы мощного передатчика. Последнее свидетельствует о том, что он был вызван неоднородностями крупных масштабов с $h' \approx 1 + 2$ км.

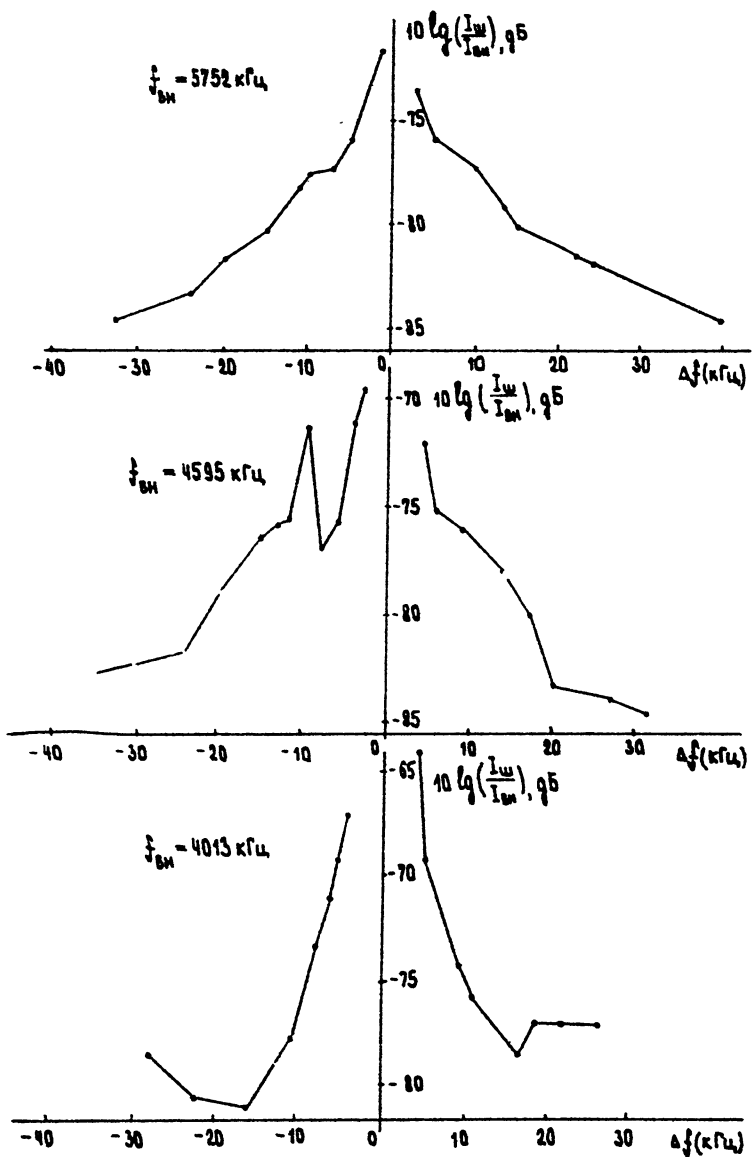
В настоящем эксперименте не удалось обнаружить заметных различий в условиях возбуждения и форме спектра искусственных неоднородностей при использовании амплитудной модуляции ВЧ типа "меандр".

5. ИСКУССТВЕННОЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ВО ИОНОСФЕРЕ (ИРИ)

В настоящее время еще нет полной ясности относительно всех возможных механизмов генерации ИРИ. Считается, что излучение имеет многокомпонентный состав и является результатом развития стрикционной и тепловой параметрических неустойчивостей, которые приводят к образованию широкого спектра плазменных волн вблизи уровня отражения ВЧ [2,3,8]. Рассматриваются также механизмы прямой конверсии электромагнитного излучения в медленную Z -моду с дальнейшим ее переходом в плазменные колебания [23]. Генерируемая высокочастотная плазменная турбулентность может благодаря тем или иным причинам трансформироваться в поперечные электромагнитные волны, которые выходят из ВО и достигают поверхности Земли. Одним из рассматриваемых механизмов высвечивания плазменных волн является их обратная трансформация на искусственных мелкомасштабных неоднородностях плотности плазмы [20].

Ниже мы рассмотрим результаты измерения параметров ИРИ F -слоя ионосферы для ряда частот ВЧ в диапазоне $f_{ВЧ} \approx 4,0 - 5,75$ МГц, которые явились продолжением исследований [22]. В этих экспериментах для получения более полной информации о динамике ИРИ наряду с достаточно длительным непрерывным воздействием нами, аналогично [19], был использован режим диагностического зондирования ВО ионосферы с помощью коротких ($\tau_{и} \approx 15 - 20$ мс) импульсов ВЧ и большой скважность их посылок, чтобы эффект среднего нагрева ионосферы был незначителен. Такой комбинированный режим излучения ВЧ позволяет проследить изменение условий генерации различных компонент ИРИ на фоне развития и релаксации МИИ (см. далее разд. 5.2).

Ранее выполненные измерения свойств ИРИ [16,17,22] показали, что в ряде случаев максимальная спектральная интенсивность излуече-



Р и с. 9

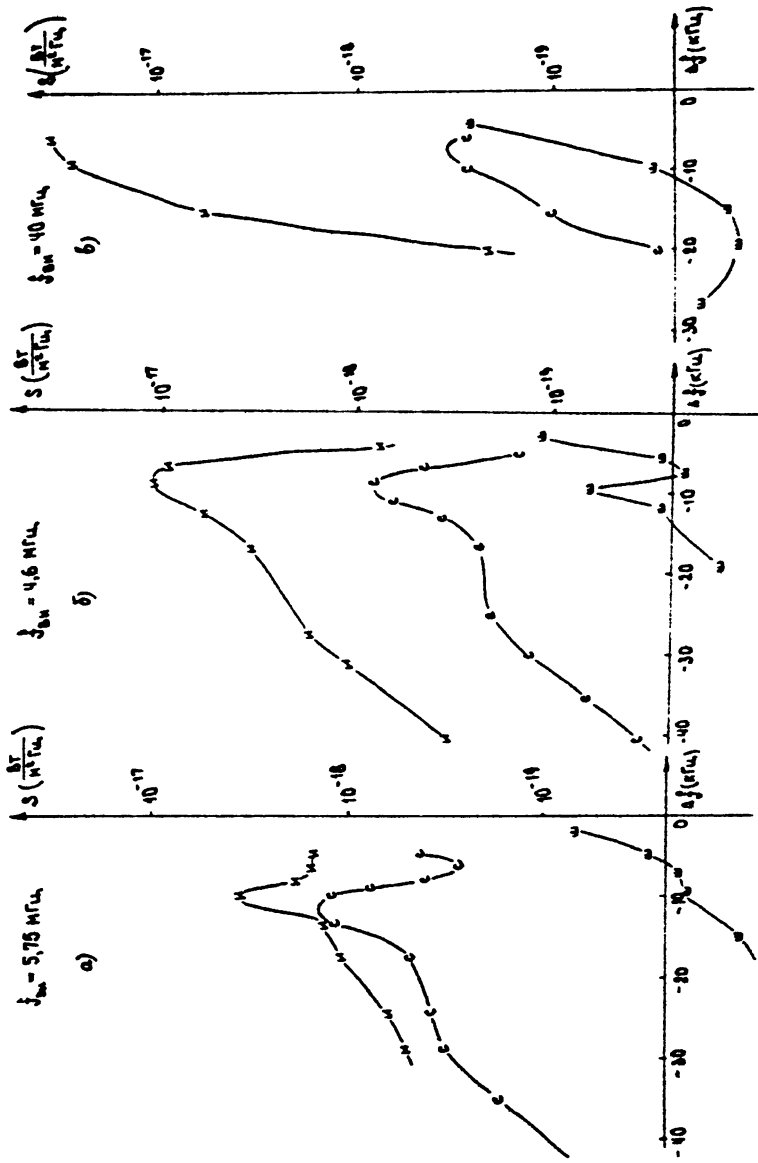
ния при полосе приема ~ 1 кГц более чем на 60 - 70 дБ слабее интенсивности отраженного от ионосферы сигнала ВН и может оказаться сравнимой с собственными шумами передатчика. При этом, поскольку сигнал шумов передатчика испытывает, как и пробные волны, аномальное ослабление в возмущенной области ионосферы, его динамика может накладываться на динамику ИРИ, искажая исследуемые характеристики излучения.

С целью уточнения шумового спектра излучения мощного передатчика стенда "Гиссар" были проведены специальные измерения по его "земной волне" для трех обычно используемых значений $f_{ВН}$, результаты которых представлены на рис. 9. Здесь уровень шумов передатчика при полосе приемника 1 кГц дан в дБ относительно интенсивности земной волны на частоте излучения $f_{ВН}$. Видно, что спектр шумов имеет практически симметричную форму относительно $f_{ВН}$ и для отстроек $|\Delta f| > 10$ кГц их интенсивность не превышает уровня -75 дБ, уменьшаясь с ростом величины Δf . Этого оказывается достаточно для проведения измерений ИРИ в области $\Delta f = -10 \div -40$ кГц, однако шумы передатчика в области $\Delta f > 0$ могут сравниваться или даже превышать интенсивность полезного сигнала. Кроме того, в области положительных отстроек динамика обоих сигналов оказывается близкой (с развитием АО их интенсивность уменьшается), и в большинстве случаев не представляется возможным надежное выделение здесь полезного сигнала. Поэтому ниже мы будем рассматривать свойства ИРИ лишь в области отрицательных отстроек (Δf^-) относительно частоты ВН.

5.1. Стационарные спектры ИРИ

В работе [22] мы достаточно подробно рассматривали стационарные спектры ИРИ, которые отвечают длительному воздействию на ионосферную плазму F-слоя мощным радиоизлучением, когда наблюдается развитие эффекта аномального ослабления (АО) ВН. Поэтому здесь мы только приведем основные результаты как более ранних, так и последних измерений на частотах $f_{ВН} \approx 5,75$ МГц, 4.6 МГц и 4.0 МГц, ограничившись лишь краткими комментариями.

На рис. 10а,б,в стационарные спектры ИРИ в области отрицательных отстроек помечены индексами "с". Здесь же приведены рассчитанные с учетом величины АО уровни шумовой компоненты передатчика ВН (кривые с индексами "ш"). Для всех трех частот ВН характерным яв-



Р и с. 10

ляется существование спектрального максимума для $\Delta f \approx 8 - 12$ кГц, частота которого $\Delta f_m \propto f_{\text{ВН}}$. Последнее соответствует результатам работы [18]. Не отмечается заметной зависимости ширины этого максимума от $f_{\text{ВН}}$.

Результаты наших последних исследований позволили построить более детально по сравнению с данными [22] спектр ИРИ для $f_{\text{ВН}} = 4,0$ МГц. Видно, что здесь (в отличие от спектров для $f_{\text{ВН}} = 5,75$ МГц и 4.6 МГц) практически отсутствует уплощение спектра для $\Delta f \approx 20 + 30$ кГц. Причем некоторое уменьшение центральной частоты и полосы этой особенности спектра ИРИ наблюдается и при переходе от $f_{\text{ВН}} = 5,75$ МГц к $f_{\text{ВН}} = 4,6$ МГц, однако в диапазоне частот 4,6 МГц - 4,0 МГц эти изменения носят существенно более резкий характер, что дополнительно указывает на изменение структуры ИРИ с уменьшением частоты воздействия.

5.2. Динамика ИРИ при импульсном зондировании ВО ионосферы мощными радиоволнами в условиях развитой турбулентности

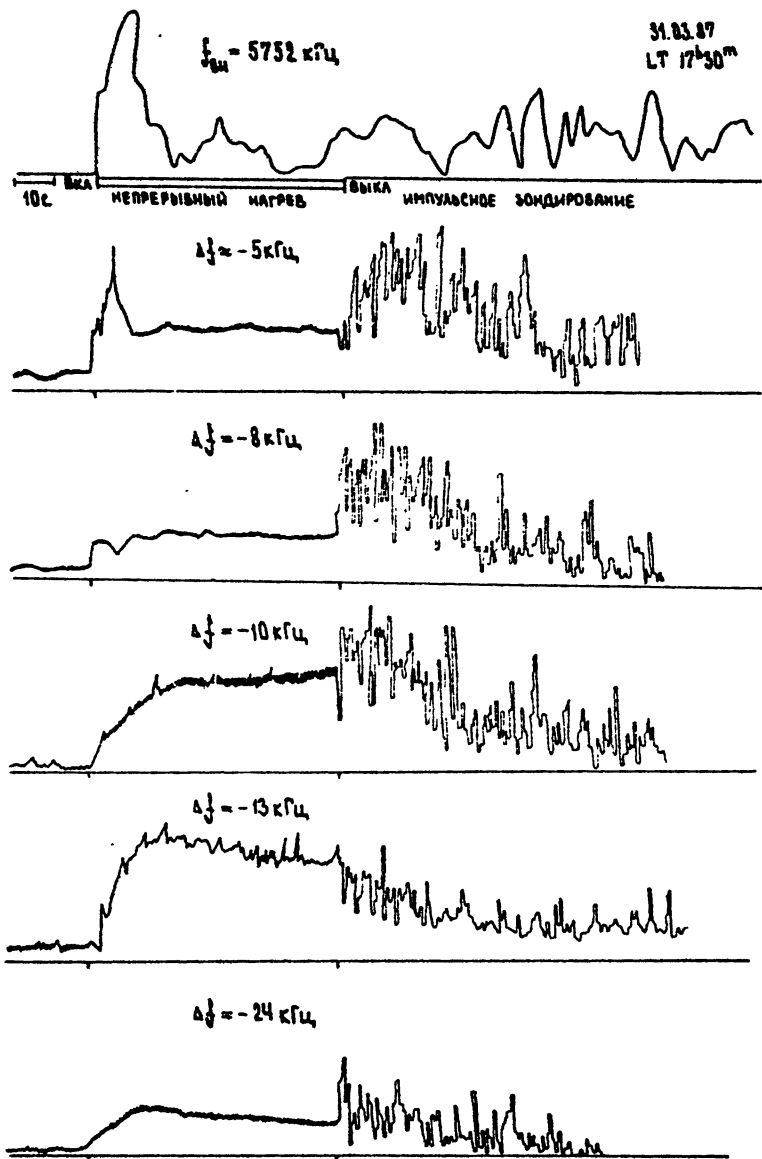
Как уже указывалось выше, одним из возможных механизмов высвечивания плазменных волн из ВО ионосферы является их трансформация в поперечные электромагнитные волны на искусственных мелкомасштабных флуктуациях плотности плазмы. Здесь изучение связи развития ИРИ и динамики МИН наиболее удобно проводить, используя зондирующий режим излучения ВН после достаточно длительного воздействия на ионосферную плазму непрерывным радиоизлучением (см., например, [16, 19])⁺ Основой постановки такого рода экспериментов является предположение, что характер релаксации МИН различных масштабов L_{\perp} после окончания воздействия непрерывным радиоизлучением нам известен из экспериментов по ракурсному рассеянию радиоволн и не возмущается импульсным излучением ВН. Поэтому возможно проводить прямые сопоставления характеристик ИРИ и динамики МИН.

⁺ Зондирующий режим предполагает излучение коротких ($\tau_n \approx 15-20$ мс) с достаточно большой скважностью посылок ($Q \approx 20-25$), чтобы средняя мощность ВН была меньше пороговой мощности развития эффекта АО, и эффектами подогрева ионосферы импульсами мощного радиоизлучения можно было пренебречь. В этом режиме ИРИ наблюдается только во время импульса ВН, поэтому его регистрация на ленту самописца производилась с использованием схемы стробирования, что существенно увеличивало величину флуктуаций уровня принимаемого излучения ввиду его шумового характера.

Ниже мы остановимся на некоторых экспериментальных результатах такого сорта измерений, выполненных на стенде "Гиссар" в 1986+1988гг.

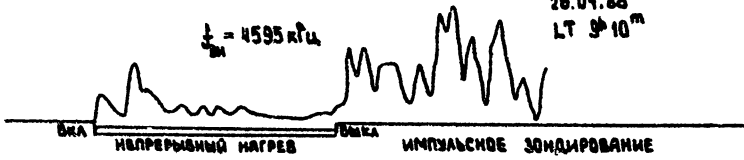
На рис. II-13 для $f_{вн} \approx 5,75$ МГц, 4,6 МГц и 4,0 МГц представлены осциллограммы амплитуды ИРИ различных отстроек, показывающие его динамику при переходе от непрерывного к зондирующему режиму излучения ВН. Здесь же на верхних дорожках дано поведение отраженного от ионосферы сигнала самой ВН. Отметим, что эти измерения были выполнены, когда высоты отражения ВН находились в интервале $h \approx 185 - 215$ км. Видно, что, как правило, при переходе ее непрерывного воздействия к зондирующему режиму наблюдается увеличение интенсивности ИРИ, причем относительное ее превышение над стационарной амплитудой возрастает с уменьшением $f_{вн}$. После достижения максимума амплитуда излучения уменьшается. Следуя [16,19], можно допустить, что первоначальный рост интенсивности ИРИ в зондирующем режиме излучения ВН отвечает релаксации некоторого депрессора, вызывающего поглощение излучения, а последующее уменьшение амплитуды принимаемого сигнала связано уже с ослаблением во времени источника, определяющего его генерацию. Полученные экспериментальные данные позволяют оценить соответствующие характерные времена роста (τ_g) и уменьшения (τ_n) интенсивности ИРИ. При этом, если полагать, что динамика ИРИ здесь определяется исключительно характером изменения во времени спектра МИН, то по данным измерений τ_g и τ_n можно определить, какие масштабы неоднородностей l_1 ответственны за депрессор и источник ИРИ и, в частности, получить их зависимость от величины отстройки Δf . Такая схема интерпретации результатов исследований свойств ИРИ применялась в [16,19]. Однако полученные нами в последнее время новые экспериментальные данные дают основания сомневаться в однозначности соответствия времен τ_g и τ_n вполне определенным масштабам l_1 .

Обратимся к результатам измерений, представленных на рис. I4-I6. Здесь для трех значений $f_{вн}$ и для отстроек ИРИ, отвечающих приблизительно частотам максимума спектра излучения (см. рис. 10) приведены осциллограммы сигналов, снятых при отражении ВН на различных высотах ионосферы. Хорошо видно, что при увеличении значения $f_{ог2}$ в течение сеанса измерения, сопровождающиеся уменьшением высоты отражения $h_{отр}$ ВН, имеет место уменьшение характерных времен τ_g и τ_n изменения интенсивности ИРИ. Расчеты, выполненные в приближении параболической модели ионосферы показали близость к линейной зависимости времени τ_n от масштаба слоя L ($L^{-1} = \frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial z}$) для



26.04.88
LT 9^h 10^m

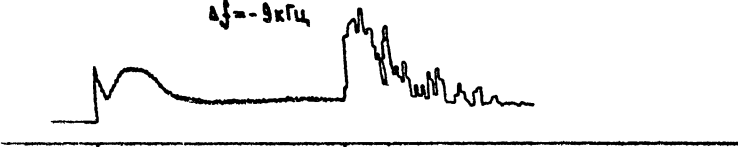
$f_{\text{ср}} = 4595 \text{ кГц}$



$\Delta f = -6 \text{ кГц}$



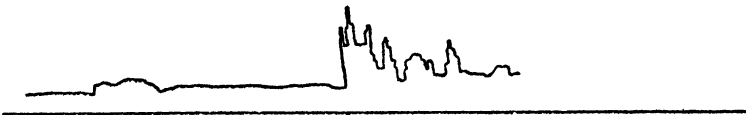
$\Delta f = -9 \text{ кГц}$



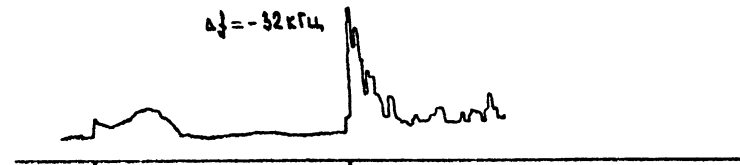
$\Delta f = -15 \text{ кГц}$



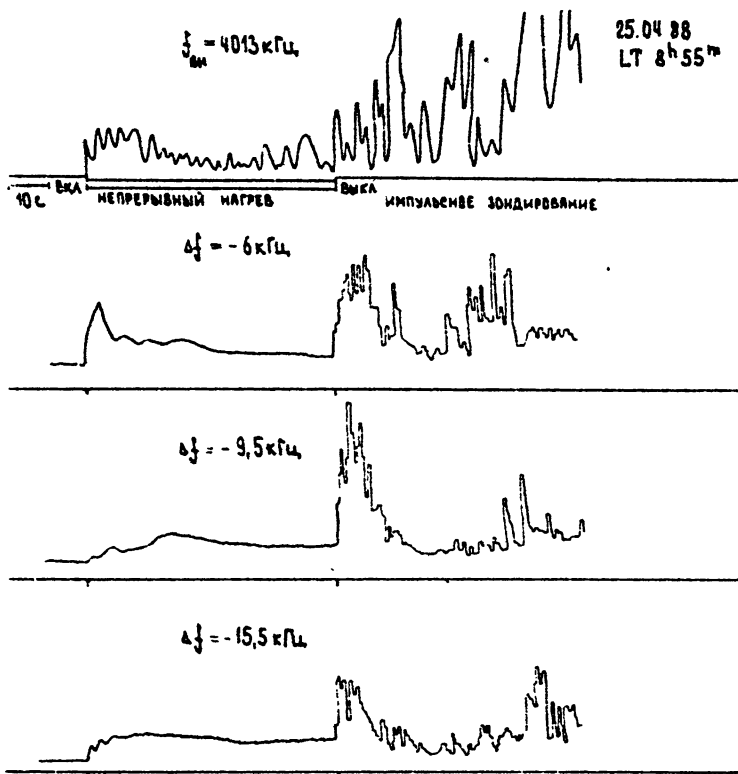
$\Delta f = -22 \text{ кГц}$



$\Delta f = -32 \text{ кГц}$



Р и с. 12



Р и с. 13

высот $h_{отр} > 200$ км. Однако эта зависимость $\tau_{и}(L)$ не соответствует имеющимся в настоящее время экспериментальным данным относительно вариаций времен релаксации МИН $\tau_2(l_{\perp})$ для различных ионосферных условий. Здесь следует отметить следующие основные моменты:

а) По данным ракурсного рассеяния радиоволн [5,24] (см. также разд. 3) при переходе от дневных к вечерним часам наблюдений (с приближением $f_{вн}$ к $f_{оф2}$, сопровождающееся некоторым увеличением высоты $h_{отр}$) имеет место увеличение времен релаксации МИН τ_2 только приблизительно в 1,5 – 2 раза, что явно недостаточно для объяснения наблюдаемого изменения $\tau_{и}$ более чем в 4–5 раз, как это следует, например, из рис. 14–16.

б) Измерения зависимости $\tau_2(h_{отр})$, выполненные в [25] для $l_{\perp} \approx 7,7$ м ($l_{\perp} \approx l_{\perp}^*$), показали уменьшение τ_2 в 3 – 3,5 раза при увеличении высоты $h_{отр}$ от 220 до 280 км, в то время как для того же высотного интервала измерений (если отвлечься от зависимости $\tau_{и}$ от $f_{оф2}$) значения $\tau_{и}$ возрастают с увеличением $h_{отр}$. Отметим, что по данным работы [26] заметной связи τ_2 и $h_{отр}$ для $l_{\perp} \approx 3$ м ($l_{\perp} < l_{\perp}^*$) для $h_{отр} \approx 220 - 280$ км не обнаружено.

Таким образом, основываясь на приведенном выше сравнении результатов исследований свойств МИН и ИРИ для различных геофизических условий воздействия, мы должны заключить, что не наблюдается прямого соответствия экспериментальных данных для измеренных характерных времен $\tau_{и}$, τ_g и τ_2 , а, следовательно, лишено смысла непосредственное определение характерных масштабов неоднородностей, ответственных за генерацию и депрессию ИРИ по данным измерений только $\tau_{и}$ и τ_g . Этим, по-видимому, объясняются столь большие масштабы l_{\perp} для источника ИРИ (вплоть до $l_{\perp} \approx 300$ м), которые были получены в [19], хотя, как известно (см., например, [8]), трансформация плазменных волн в электромагнитные за счет их рассеяния на мелкомасштабных неоднородностях плотности плазмы возможно только для $l_{\perp} \leq \lambda_0 = c/f_{вн}$, т.е. для $l_{\perp} \leq 50$ м. Рассматриваемый же механизм прямой конверсии плазменных волн в электромагнитные на неоднородностях с $l_{\perp} \approx 100$ м нуждается еще в продолжении экспериментальных исследований, чтобы получить более надежные доказательства его реальности. В частности, при приближении $f_{вн}$ к $f_{оф2}$ ближе чем на 0,7 МГц прямая конверсия электромагнитных волн в плазменные становится невозможной. При этом, если прямая конверсия играет какую-либо роль в формировании ионосферной турбулентности, то мы должны наблюдать изменение ее свойств при

$$\Delta j = -13 \text{ мГц}$$

$$S_{\text{CT}} = 6.2 \cdot 10^{-19} \text{ Вт/м}^2 \text{ Гц}$$

31.03.87.

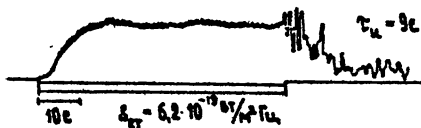
$$j_{\text{EM}} = 5732 \text{ мГц}$$

LT 16^h 50^m

h = 200 км

$$j_{\text{RF}_2} = 6.9 \text{ мГц}$$

$$L = 60 \text{ км}$$

LT 17^h 06^m

h = 205 км

$$j_{\text{RF}_2} = 6.7 \text{ мГц}$$

$$L = 60 \text{ км}$$



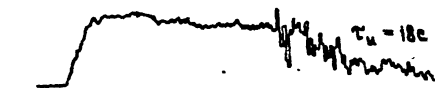
$$S_{\text{CT}} = 8.8 \cdot 10^{-19} \text{ Вт/м}^2 \text{ Гц}$$

LT 17^h 18^m

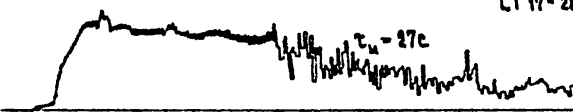
h = 211 км

$$j_{\text{RF}_2} = 6.4 \text{ мГц}$$

$$L = 72 \text{ км}$$



$$S_{\text{CT}} = 9.3 \cdot 10^{-19} \text{ Вт/м}^2 \text{ Гц}$$

LT 17^h 28^m

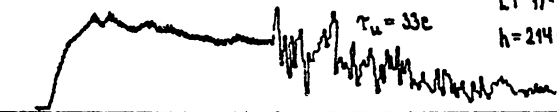
$$S_{\text{CT}} = 1.0 \cdot 10^{-18} \text{ Вт/м}^2 \text{ Гц}$$

LT 17^h 38^m

h = 214 км

$$j_{\text{RF}_2} = 6.15 \text{ мГц}$$

$$L = 88 \text{ км}$$



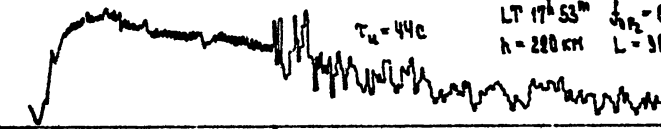
$$S_{\text{CT}} = 1.4 \cdot 10^{-18} \text{ Вт/м}^2 \text{ Гц}$$

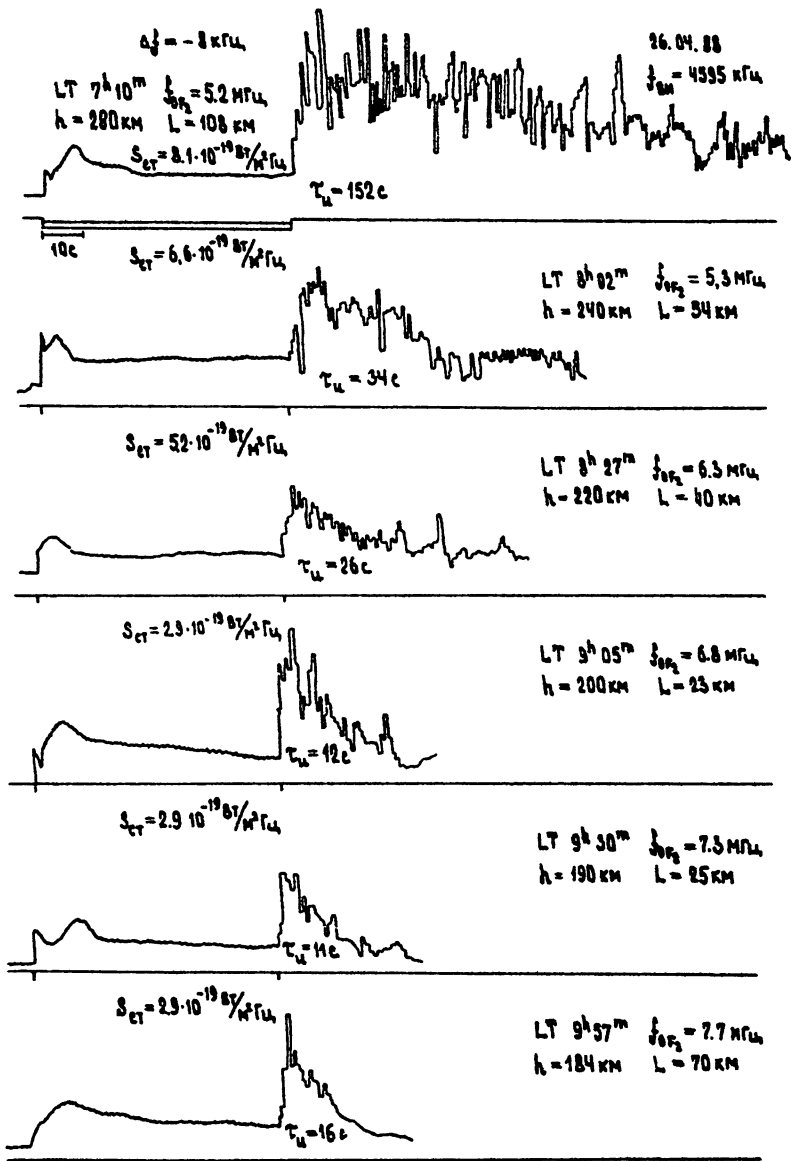
LT 17^h 53^m

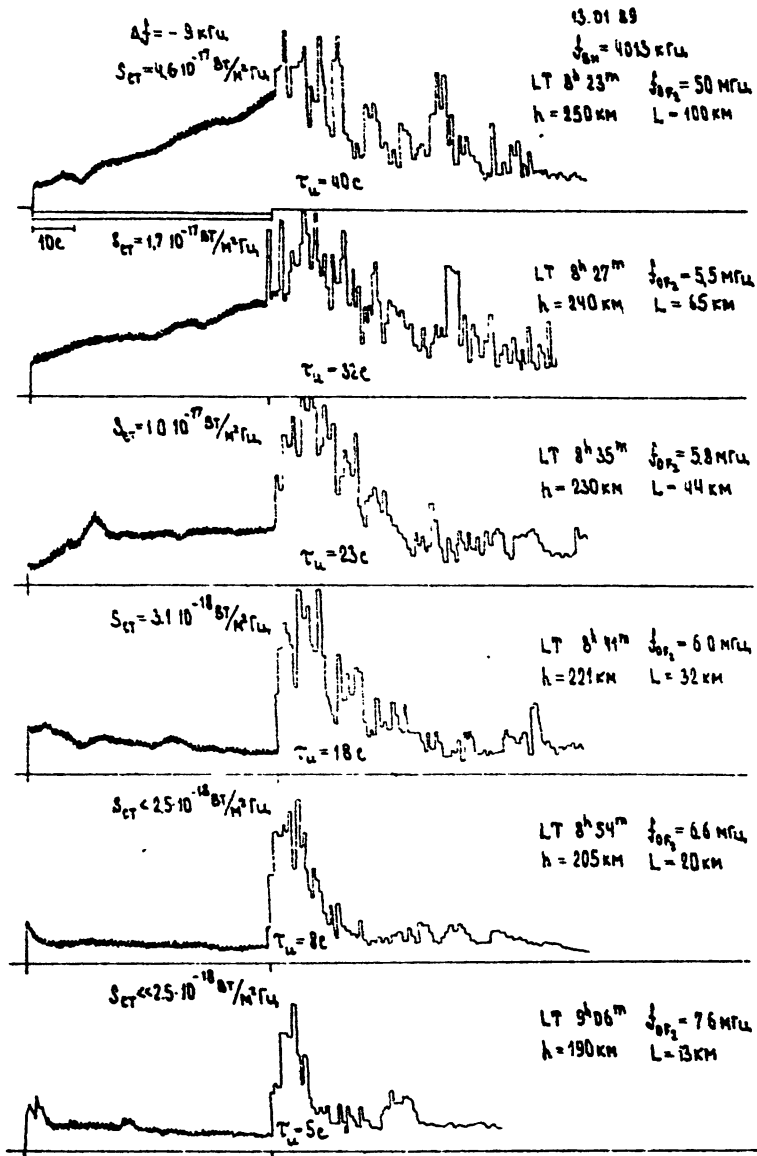
h = 220 км

$$j_{\text{RF}_2} = 6.1 \text{ мГц}$$

$$L = 98 \text{ км}$$







приближении $f_{ВН}$ к $f_{ОГ2}$. Однако этот вывод до сих пор не нашел своего экспериментального подтверждения.

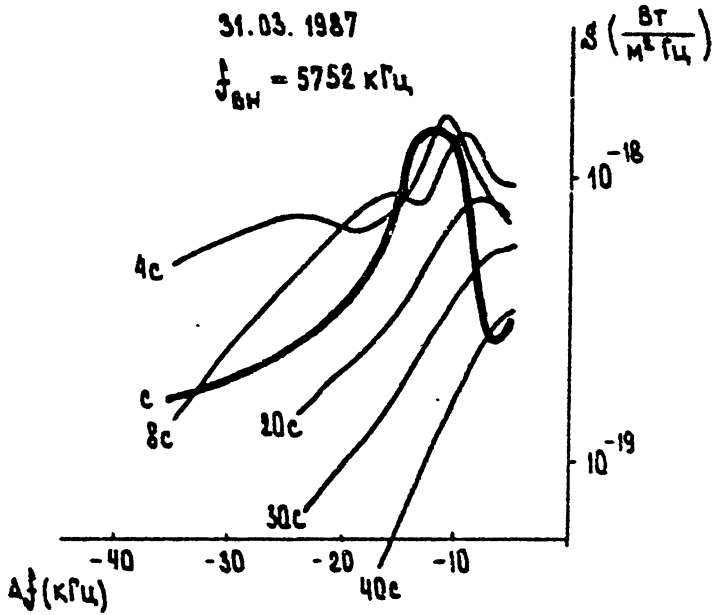
При интерпретации полученных на станде "Гиссар" экспериментальных данных необходимо быть полностью уверенным, что при условии зондирующего режима излучения ВН не возникает, в силу каких-либо причин, эффекта поддержания искусственной турбулентности, которая успевает развиться при достаточно длительном непрерывном воздействии мощной волной на ионосферную плазму. К вопросам, нуждающимся в разрешении, следует в первую очередь отнести детальное изучение механизма передачи энергии от ВН плазме, в результате которого развивается первоначальная искусственная турбулентность. Из экспериментов по воздействию на ионосферу мощными короткими импульсами ВН [27] известно, что мелкомасштабные неоднородности начинают развиваться спустя некоторое время после начала воздействия (даже когда наблюдается заметный остаточный уровень МИН от предыдущего цикла включения ВН) и могут продолжать развиваться даже после окончания импульса мощного радиоизлучения. Из этого следует, что поглощенная плазмой энергия ВН не сразу вызывает в ней генерацию МИН, а вначале запасается в некотором ином типе возмущений (например, в виде высокочастотной плазменной турбулентности, которая, затухая, приводит к локальному разогреву плазмы и только на следующем этапе - к возникновению неоднородностей плотности плазмы). При этом в силу нелинейного характера взаимодействия мощного электромагнитного излучения с плазмой при условии короткой длительности импульса ВН и большого периода их повторения может оказаться здесь более важным пиковое значение мощности ВН, а не ее средний уровень⁺). Не исключено, что при этом, как следует из теории тепловой параметрической неустойчивости [8], при приближении $f_{ВН}$ к $f_{ОГ2}$, т.е. при переходе к случаю более однородной по высоте плазмы, пороги срыва генерации МИН могут значительно уменьшаться, и мы наблюдаем поддержание неоднородностей, выражающееся в увеличении времени их релаксации (и тем сильнее, чем ближе $f_{ВН}$ к $f_{ОГ2}$) даже при очень маленькой средней мощности ВН.

Для более строгого обоснования или опровержения сделанных выше замечаний необходимо проведение специальных измерений, которые будут нацелены на выявление эффектов, связанных с поддержанием искус-

⁺) Примером существования подобного рода эффектов могут служить рассмотренные в разд. 3.5 данные исследования АО (см. рис. 6б).

31.03.1987

$f_{\text{ВЧ}} = 5752 \text{ кГц}$



Р и с. 17

ственной турбулентности с помощью очень коротких ($\tau_{\text{и}} \leq 50$ мс) импульсов ВЧ. Эти исследования планируется провести на стенде "Гиссар" в ближайшее время.

В заключение отметим, что на рис. 10 (индексы ц) приведена восстановленная путем исключения депрессора интенсивность источника ИРИ. Видно, что его спектр хорошо повторяет стационарный спектр излучения, а сама интенсивность источника ИРИ нарастает с уменьшением частоты ВЧ. В то же время приблизительно в такой же степени с уменьшением $f_{\text{ВЧ}}$ увеличивается и влияние депрессора ИРИ, так что в целом для $\Delta f_{\text{М}}$ интенсивность излучения изменяется достаточно слабо. На рис. 17 приведен динамический спектр ИРИ для $f_{\text{ВЧ}} = 5,75$ МГц в режиме зондирования, из которого видно, что при релаксации сигнала ИРИ максимум спектра смещается в область меньших отстроек.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотренные в настоящей работе экспериментальные данные выполненных на стенде "Гиссар" измерений по воздействию мощным радиоизлучением на F-слой ионосферной плазмы показывают существенную зависимость свойств искусственной ионосферной турбулентности (и особенно на начальном этапе ее развития) от частоты ВЧ. Это касается эффектов стрикционного самовоздействия мощного радиоизлучения и некоторых связанных с развитием стрикционной параметрической неустойчивости явлений, приводящих к изменению динамики и спектров ИРИ, а также динамики развития АО. В то же время характеристики стационарной искусственной турбулентности, развивающейся в результате достаточно длительного воздействия на ионосферную плазму (такие как интенсивность МИН, стационарная интенсивность ИРИ), не показывают сколь-нибудь заметной зависимости от значения $f_{\text{ВЧ}}$.

Большое внимание в проведенных исследованиях уделялось нами изучению параметров искусственной ионосферной турбулентности в зависимости от высоты отражения ВЧ. Подтвердилось предсказанное ранее теоретически увеличение порогов стрикционной параметрической неустойчивости с уменьшением $h_{\text{отр}}$ от 200 км до 150 км. В этом же интервале изменения высот отражения ВЧ наблюдалось уменьшение интенсивности ИРИ и сужение его спектра, причем для $h_{\text{отр}} \leq 150$ км излучение, как правило, не регистрировалось, несмотря на наличие эффекта АО на этих высотах. Это указывает на возможный рост порогов генера-

ции ИРИ и связанной с ней высокочастотной плазменной турбулентности в области высот $h < 200$ км. Поскольку эффективность генерации МИН, оцениваемая по эффекту АО на ВН, здесь существенно не изменяется, то отсутствие ИРИ может быть связано с существенным сужением его спектра до $\Delta f \approx 5$ кГц. Последнее нуждается в дополнительной экспериментальной проверке. Заметим также, что для высот отражения ВН $h_{отр} < 200$ км мы не наблюдали развития сильной диффузности следов на ионограммах. Это может указывать на слабую эффективность генерации здесь неоднородностей с $l_{\perp} \geq 100$ м.

Несмотря на большой прогресс, достигнутый в последнее время в исследовании свойств искусственной ионосферной турбулентности, построение ее экспериментальной модели еще нельзя считать полностью законченным. Хотя в настоящее время практически не вызывает сомнений: многокомпонентный состав искусственного радиоизлучения, однако генерация только одной из них получила свое теоретическое объяснение как обратная трансформация плазменных волн в электромагнитные на мелкомасштабных искусственных неоднородностях плотности плазмы. Но и здесь попытка использовать модель образования ИРИ для получения данных о характерных масштабах неоднородностей, ответственных за его генерацию и депрессию, привели к противоречивым результатам относительно динамик ИРИ и МИН. Последнее ставит перед нами новые задачи для более детальных экспериментальных исследований взаимодействия мощного радиоизлучения с плазмой. Актуальность проведения таких исследований подчеркивается также новыми данными, полученными в последнее время на стендах "Зименки" и "Сура" при изучении эффектов на начальной стадии взаимодействия мощного радиоизлучения с плазмой. Эти, а также некоторые другие эксперименты убеждают нас в том, что сейчас еще, по-видимому, в недостаточной степени ясна взаимосвязь и взаимозависимость различных процессов, имеющих место вблизи уровня отражения ВН. Вероятно, их конкуренция, прерывающаяся различным образом в разных геофизических условиях, в сильной степени определяет характер развития турбулентности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ерухимов Л.М., Метелев С.А., Митяков Н.А., Фролов В.Л. Изв. вузов. Радиофизика, 1982, т. 25, с. 490.
2. Васьков В.В., Гуревич А.В. Изв. вузов. Радиофизика, 1973, т. 16, с. 188.
3. Митяков Н.А., Рапопорт В.О., Трахтенгерц В.Ю. Геомагнетизм и аэрономия, 1974, т. 14, с. 36.
4. Березин И.В., Бойко Г.Н., Волков В.М. и др. Изв. вузов. Радиофизика, 1987, т. 30, № 6, с. 702-710.
5. Ерухимов Л.М., Метелев С.А., Митякова Э.Е. и др. - В кн.: Тепловые нелинейные явления в плазме. ИПФ АН СССР, Горький, 1979, с. 7.
6. Ерухимов Л.М., Метелев С.А., Митяков Н.А., Фролов В.Л. Геомагнетизм и аэрономия, 1983, т. 23, с. 433.
7. Ерухимов Л.М., Ковалев В.Я., Куракин Е.П. и др. Изв. вузов. Радиофизика, 1985, т. 5, с. 658.
8. Грач С.М., Митяков Н.А., Рапопорт В.О., Трахтенгерц В.Ю. В кн.: Тепловые нелинейные явления в плазме. ИПФ АН СССР, Горький, 1979, с. 46.
- Васьков В.В., Гуревич А.В., там же, с. 81.
9. Ерухимов Л.М., Метелев С.А., Митяков Н.А., Фролов В.Л. Изв. вузов. Радиофизика, 1978, т. 21, с. 1738.
10. Выборков Ф.И., Ерухимов Л.М., Комраков Г.П. и др. Изв. вузов. Радиофизика, 1986, т. 29, с. 491.
11. Фролов В.Л. Изв. вузов. Радиофизика, 1988, т. 31, № 10, с. 1164.
12. Беленов А.Ф., Бубнов В.А., Ерухимов Л.М. и др. Изв. вузов. Радиофизика, 1977, т. 20, № 12, с. 1805.
13. Ерухимов Л.М., Коровин А.В., Митяков Н.А. и др. Изв. вузов. Радиофизика, 1982, т. 25, с. 1360.
14. Васьков В.В., Голян С.Ф., Гуревич А.В. и др. Исследование эффектов искусственной ионизации ионосферы в поле мощных радиоволн. Препринт № 5 (479). - М.: ИЗМИРАН СССР, 1984.
15. Гуревич А.В., Шварцбург А.Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. - М.: Наука, 1973.
16. Ерухимов Л.М., Фролов В.Л. Динамические и спектральные характеристики искусственного радиоизлучения ионосферной плазмы. Горький, препринт НИРФИ № 185, 1984.

17. Бойко Г.Н., Ерухимов Л.М., Зюзин В.А. и др. Изв. вузов. Радиофизика, 1985, т. 28, с. 395.
18. Stubbe P., Корка Н., Thide B., Derblom H. J. Geophys. Res., 1984, v. 89, p. 7523.
19. Ерухимов Л.М., Метелев С.А., Разумов Д.В. Материалы международного симпозиума "Модификация ионосферы мощным радиоизлучением". - М.: ИЗМИР АН, 1986. С. 47.
20. Грач С.М. Изв. вузов. Радиофизика, 1985, т. 28, с. 684.
21. Беликович В.В., Ерухимов Л.М., Зюзин В.А. и др. Изв. вузов. Радиофизика, 1988, т. 31, № 3, с. 251.
22. Ерухимов Л.М., Ковалев В.Я., Куракин Е.П. и др. Геомагнетизм и аэрономия, 1987, т. 27, № 5, с. 758.
23. E. Mjølhus, T. Fla, J. Geophys. Res. 1984, v. 89, n 46, p. 3921-3928
- Васьков В.В., Гуревич А.В. Геомагнетизм и аэрономия, 1982, т. 22, № 3, с. 362-369.
24. Беликович В.В., Ерухимов Л.М., Зюзин В.А. и др. Изв. вузов. Радиофизика, 1988, т. 31, № 3, с. 251.
25. Блаунштейн Н.Ш., Ерухимов Л.М., Урядов В.П. и др. Геомагнетизм и аэрономия, 1988, т. 28, № 4, с. 693.
26. Коровин А.В. Диссертация. Казань, 1984.
27. Беленов А.Ф., Ерухимов Л.М., Зюзин В.А. и др. О динамике мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей. Горький, препринт НИРФИ № 233, 1987.

Дата поступления статьи
26 июня 1989 года

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ

ВН	-	волна накачки,
ВО	-	возмущенная область,
ПВ	-	пробная волна,
АО	-	аномальное ослабление.
МИН	-	мелкомасштабные искусственные неоднородности,
ИРИ	-	искусственное радиомлучение ионосферы