

Государственный комитет РСФСР по делам науки и высшей школы
Ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиотехнический институт (НИРФИ)

П р е п р и н т № 314

ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ
МЕЛКОМАСШТАБНЫХ ИСКУССТВЕННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ
ПРИ БОЛЬШИХ МОЩНОСТЯХ ВОЛНЫ НАКАЧКИ

А.Ф. Беленов
Л.М. Ерухимов
Е.Н. Сергеев
В.Д. Фролов

Нижний Новгород 1991

Беленов А. Ф., Ерухимов Л. М.,
Сергеев Е. Н., Фролов В. Л.

ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ ИСКУССТВЕННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ПРИ БОЛЬШИХ МОЩНОСТЯХ ВОЛНЫ НАКАЧКИ // Препринт № 314. - Горький: НИРФИ. - 1991. - 49 с.

УДК 551.510.535

Рассмотрены характеристики начальной стадии развития мелко-масштабных искусственных ионосферных неоднородностей (МИИН). Установлено, что развитие неоднородностей с $l_1 \geq 10$ м приводит к уменьшению интенсивности турбулентности с $l_1 \approx 3$ м. Это объясняет существование на временах $t < \tau_{A,0}$ ($\tau_{A,0}$ — время развития эффекта аномального ослабления) максимума в спектре интенсивности флуктуаций плотности плазмы. Проанализированы спектральные характеристики рассеянных на МИИН КВ и УКВ сигналов, зондирующих возмущенную область ионосферной плазмы. Показано, что их высокая частота флуктуаций определяется характерными временами развития и релаксации искусственной мелкомасштабной турбулентности, а наблюдающееся расщепление спектра связано с присутствием в возмущенной области движений с фазовыми скоростями $v \approx 3 \cdot 10^2$ см/с. Установлена связь изменения формы спектра сигнала с характером изменения его амплитуды на стадии релаксации турбулентности. Полученные экспериментальные результаты проанализированы с точки зрения возможной нелинейной перекачки энергии по спектру мелкомасштабной искусственной ионосферной турбулентности. При этом удалось объяснить ряд наблюдаемых особенностей динамики МИИН на начальном этапе ее развития.

И. В В Е Д Е Н И Е

В последнее время в связи с исследованием свойств искусственного радиоизлучения ионосферной плазмы и рассмотрением моделей его генерации выявилась необходимость более детального изучения динамики мелкомасштабных ($l_{\perp} \lesssim 50$ м) искусственных ионосферных неоднородностей (МИИН), возбуждаемых при воздействии мощным радиоизлучением 0-поляризации на F-слой ионосферной плазмы. В данном разделе проводится обобщение полученных к настоящему времени экспериментальных данных, относящихся к характеристикам генерации и релаксации МИИН, и рассматриваются особенности этих процессов при больших ($\tilde{P}_3 \approx 50-150$ МВт) уровнях мощности волны накачки (ВН).⁺

Можно считать установленным (см. /I-24/), что динамика МИИН определяется такими факторами, как мощность и частота ВН, наличие естественной возмущенности ионосферы или остаточного уровня искусственной турбулентности (вызванной предыдущими циклами воздействия), высота отражения ВН и значение здесь градиента концентрации плотности плазмы, местоположение неоднородностей внутри возмущенной области (ВО), время суток и др. Ниже мы, в основном, ограничимся анализом результатов измерений в дневные и вечерние часы для частот ВН $f_{ВН} \approx 5-6$ МГц, поскольку в этих условиях выполнено подавляющее большинство наших экспериментов. Геометрия и частоты используемых в экспериментах радиолиний позволяли исследовать свойства МИИН в области масштабов $l_{\perp} \approx 1,5-15$ м при их возбуждении на высотах $h \approx 200-380$ км. Будем ограничиваться также рассмотрением динамики неоднородностей в центральной части ВО, которая в

⁺ Здесь и далее \tilde{P}_3 - эффективная мощность излучения ВН, определенная с учетом линейного поглощения радиоволн на пути их до точки отражения.

большинстве случаев оказывает определяющее влияние на характеристики изучаемых эффектов.

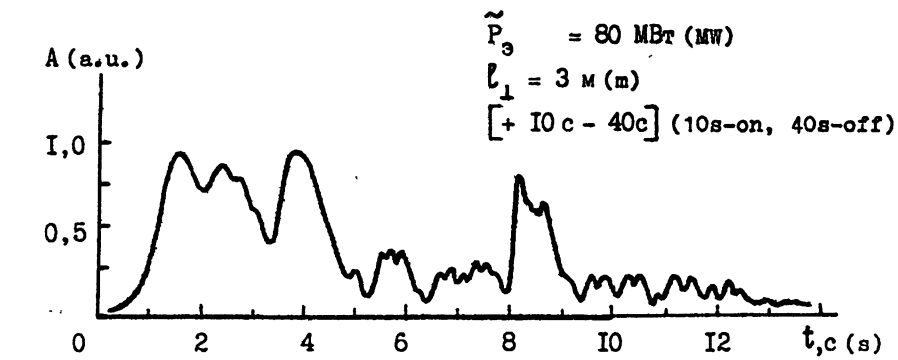
Рассматриваемые ниже экспериментальные результаты были, главным образом, получены с помощью метода ракурсного рассеяния радиоволн КВ и УКВ диапазонов /2/ в проводимых нами в течение достаточно длительного времени измерениях. Это позволило установить некоторые усредненные характерные зависимости динамики развития турбулентности и ее интенсивности от условий воздействия мощным радиоизлучением на ионосферную плазму. Вместе с тем, значительный интерес, с нашей точки зрения, представляет также анализ конкретных осциллограмм рассеянных сигналов, позволяющий детализировать динамику искусственных неоднородностей и провести сравнительный анализ полученных результатов по данным различных методов диагностики ионосферной плазмы. Поэтому в рассматриваемой работе мы, где это было возможно и оправдано, пытались провести такой двойственный подход к анализируемым явлениям.

2. Основные особенности динамики МИИН

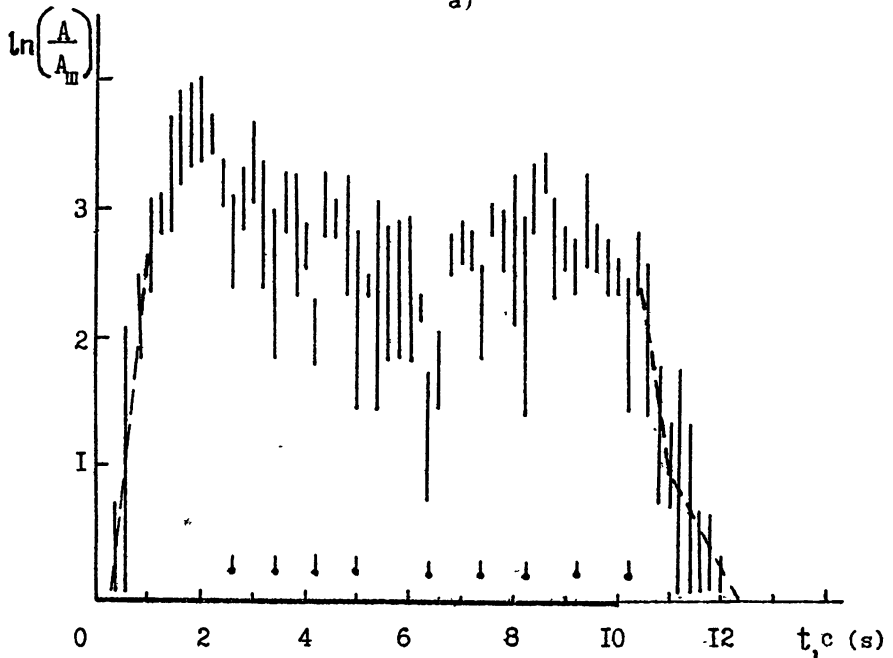
2.1. Характеристики начальной стадии развития МИИН

Все имеющиеся экспериментальные данные по воздействию мощным радиоизлучением на плазму F_2 -слоя ионосферы (см., например, /2, 4, 17, 18/) свидетельствуют, что существует пороговое значение мощности ВН $\bar{P}_{\text{эп}} \approx 0,5$ МВт, ниже которого развитие МИИН и появление эффекта аномального ослабления не наблюдается. В интервале мощностей ВН $\bar{P}_{\text{эп}} < \bar{P}_3 \approx 5$ МВт после начала воздействия имеет место плавное развитие амплитуды неоднородностей до их стационарного уровня с характерным временем $\tau_1 \approx 5-30$ с ($\tau_1 \propto \bar{P}_3^{-1}$). Начиная с $\bar{P}_3 = 5-10$ МВт, наблюдается качественное изменение в динамике развития МИИН, определяемое появлением стадии быстрого роста амплитуды искусственных неоднородностей, спустя некоторое время после включения ВН. Отметим, что уровень мощности $\bar{P}_3 \approx 5$ МВт приблизительно вдвое превышает пороговую мощность развития стрикционного самовоздействия ВН при $f_{\text{ВН}} \approx 5-6$ МГц и соответствует пороговой мощности появления характерных "пиковых" осцилляций /II/.

На рис. I приведена осциллограмма амплитуды рассеянного на



a)



б)

Рис. I.
(Fig. 1)

неоднородностях с $l_{\perp} \approx 3$ м сигнала для одного из включений ВН в режиме IO с - излучение, 40 с - пауза (а) и усредненная по шести последовательным циклам нагрева зависимость $A(t)$, нормированная на амплитуду шумов приемной аппаратуры (б). По усредненной зависимости видно, что рассеянный сигнал начинает регистрироваться спустя $t_0 \approx 0,3$ с после включения ВН, и далее его амплитуда экспоненциально нарастает ($A \propto e^{\gamma t}$) в течение всей первой секунды воздействия. Измерения, выполненные для $l_{\perp} \approx 3$ м при $\tilde{P}_3 \approx 60-100$ МВт, дают значение $\gamma \approx 1-5$ с⁻¹ (для рис. 1б $\gamma = 4$ с⁻¹). С ростом l_{\perp} значения γ быстро уменьшаются, составляя для $l_{\perp} \approx 10$ м в среднем $\sim 0,2 - 0,3$ с⁻¹. Отсюда можно заключить, что приблизительно имеет место зависимость $\gamma \propto l_{\perp}^{-2}$.

Согласно /4/, время задержки t_0 не является следствием некоторого порогового уровня обнаружения рассеянного сигнала на фоне шумов аппаратуры, а обусловлено конечностью времени трансформации энергии ВН в мелкомасштабные флуктуации плотности плазмы: задержка развития МИИН имеет место и в случае высокого остаточного уровня неоднородностей от предыдущего цикла воздействия, когда амплитуда регистрируемого рассеянного сигнала в течение всей паузы воздействия превышала порог его обнаружения.

Как показали измерения /4/, величина t_0 зависит от мощности ВН, масштаба рассеивающих неоднородностей l_{\perp} и условий проведения эксперимента. При лоцировании центральной части В0, создаваемой мощным излучением с $\tilde{P}_3 \approx 100$ МВт, величина $t_0 \approx 50-100$ мс для $l_{\perp} \approx 3$ м и составляет $\sim 100-200$ мс для $l_{\perp} \approx 7$ м (т.е. зависимость $t_0(l_{\perp})$ близка к линейной). С уменьшением мощности ВН значения t_0 увеличиваются приблизительно обратно пропорционально \tilde{P}_3 ($t_0 \propto \tilde{P}_3^{-1}$).

Инерционность возбуждения МИИН находит свое отражение также в продолжении развития неоднородностей в течение некоторого времени Δt уже после выключения ВН. Особенно ярко этот эффект проявляется, если за время импульса воздействия на ионосферную плазму не успевает установиться стационарное состояние мелкомасштабной турбулентности. На рис. 1б значение $\Delta t \approx 0,4$ с, но оно может достигать ~ 1 с в зависимости от l_{\perp} и условий проведения эксперимента (см. далее рис. 8, а также /4/).

Экспоненциальный рост интенсивности рассеянного сигнала сменяется стадией его насыщения, которую можно характеризовать вре-

менем t_1 , отсчитываемым от начала воздействия. При $\tilde{P}_3 \approx 100$ МВт $t_1 \approx 1-2$ с для $l_{\perp} \approx 3$ м и $\sim 5-10$ с для $l_{\perp} \approx 10-15$ м, увеличиваясь с уменьшением \tilde{P}_3 как $t_1 \propto P_3^{\delta}$, $\delta \approx 0,5-1$.

Характерной особенностью динамики МИИИ для $l_{\perp} \leq 3$ м. при больших мощностях ВН $\tilde{P}_3 = 60-100$ МВт является существование максимума интенсивности рассеяния в первые секунды после начала воздействия /12/. Такой максимум хорошо виден на рис.1а, он сохраняется и на усредненной кривой (рис.1б). Согласно приведенным измерениям, контрастность этого максимума, определяемая по перепаду амплитуды от максимального значения до ее стационарного уровня, выше для $l_{\perp} \approx 1,7$ м по сравнению с $l_{\perp} \approx 3$ м; он практически не обнаруживается для $l_{\perp} \approx 10$ м, где рост амплитуды рассеяния до своего стационара имеет монотонный характер. Более того, как следует из рис.2, на котором представлены данные одновременных измерений для $l_{\perp} \approx 3$ и 9 м, рост амплитуды неоднородностей с $l_{\perp} \approx 9$ м по времени совпадает с уменьшением амплитуды сигнала, рассеянного на неоднородностях $l_{\perp} \approx 3$ м.

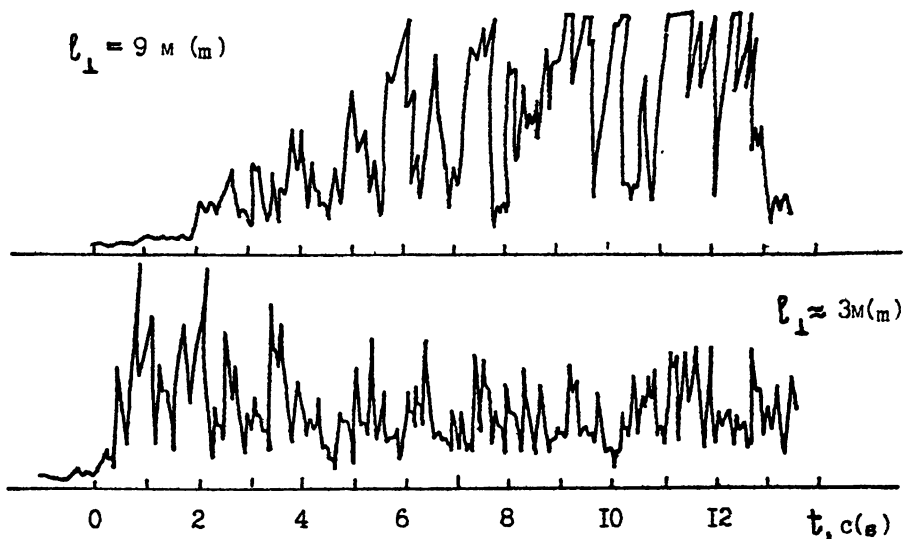
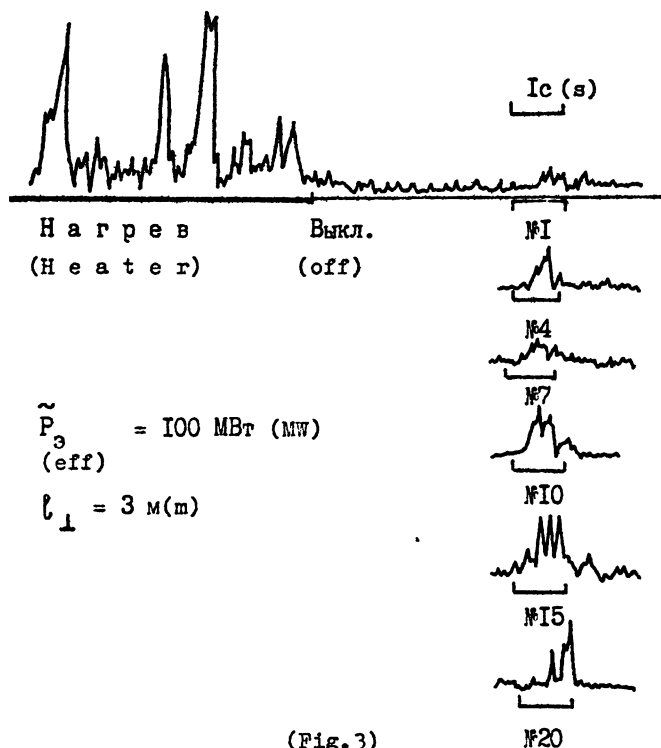


Рис.2
(Fig.2)



(Fig.3)

Рис. 3.

Более однозначным доказательством уменьшения интенсивности метровых неоднородностей при развитии дециметровых могут служить экспериментальные данные, представленные на рис. 3. Здесь приведены осциллограммы рассеянного сигнала для $l_{\perp} \approx 3 \text{ м}$, когда после длительного излучения в режиме "несущей" и установления стационарного состояния МИИН осуществлялся переход к импульсному воздействию с длительностью излучения $\tau_{\text{и}} = 1 \text{ с}$ и периодом повторения $T = 5 \text{ с}$. При этом для первых импульсов воздействия амплитуда рассеяния, как правило, имела наименьшую величину по сравнению с уровнем принимаемого сигнала на "несущей" и устанавливаемой амплитудой для импульсного излучения ВН. +)

+) Напомним, что о таком эффекте подавления амплитуды рассеяния впервые упоминалось в /4/. На рис. 3 номера импульсов излучения ВН после несущей помечены цифрами.

Можно отметить, что эффект подавления амплитуды рассеивающих неоднородностей при переходе от режима непрерывного нагрева к импульсному воздействию ярче выражен для неоднородностей с $h_1 \approx 3$ м по сравнению с $h_1 \approx 6-9$ м; для $h_1 \approx 15$ м этот эффект не обнаружен. Кроме того, в случае $h_1 \approx 3$ м он сильнее проявляется для достаточно коротких пауз между импульсами ВЧ, например, $T_n \approx 4$ с, по сравнению с $T_n \approx 20$ с. Последнее может свидетельствовать о преимущественном влиянии именно декаметровых неоднородностей, а не более крупномасштабных на динамику МИИИ с $h_1 \approx 3$ м.

Относительно уровня мощности, при котором наблюдается явление максимума интенсивности рассеяния для неоднородностей с $h_1 \approx 3$ м в начальный период нагрева ионосферной плазмы, можно сделать следующий вывод: поскольку этот эффект никогда нами ранее не наблюдался при $\bar{P}_3 \approx 20$ МВт, и в то же время он надежно регистрируется при $\bar{P}_3 \approx 60-100$ МВт, то, по-видимому, величина пороговой мощности его образования составляет $\bar{P}_{3п} \sim 20-40$ МВт.

2.2. Характеристики флуктуаций амплитуды рассеянных сигналов

Уже достаточно давно было замечено, что характерная частота флуктуаций рассеянного сигнала ν_ϕ (или ширина частотного спектра рассеяния ΔF) не остается постоянной в течение цикла воздействия мощным радиоизлучением на ионосферную плазму: на стадии развития и релаксации рассеивающих неоднородностей значение ν_ϕ меньше, чем для стационарного состояния турбулентности [2]. В [13] также было установлено, что величина ν_ϕ для стационарной турбулент-

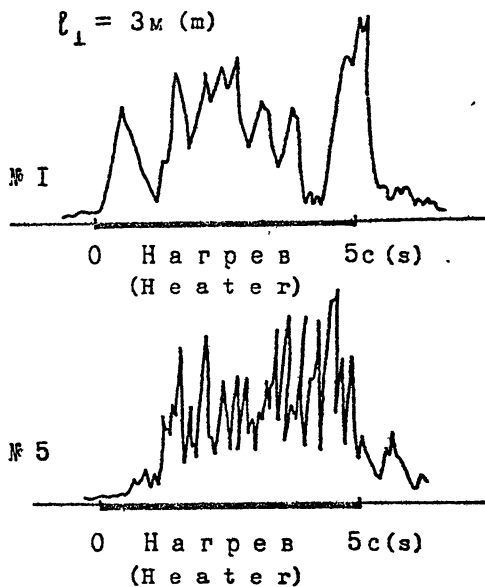


Рис. 4. (Fig.4)

ности возрастает с увеличением мощности ВН и зависит от предыстории воздействия. Указанные изменения характеристик рассеянных сигналов можно видеть на рис. 1а, 2, а также на рис. 4, где приведены примеры осциллограмм для первого и пятого импульсов воздействия при режиме 5с-излучение, 5 с - пауза. Здесь в пятом импульсе частота флуктуаций амплитуды увеличивалась в 3-4 раза по сравнению с первым. Из рис. 1а и 2 можно, кроме того, сделать вывод, что в случае рассеяния на $l_{\perp} \approx 3$ м повышение частоты флуктуаций совпадает по времени с уменьшением амплитуды рассеяния при переходе от ее максимального уровня к стационарному.

В настоящее время наиболее подробно динамика спектра рассеянного сигнала изучена для случая декаметровых неоднородностей /5/. Один из примеров динамического спектра рассеяния на неоднородностях с $l_{\perp} \approx 13$ м приведен на рис. 5⁺). Здесь отчетливо прослеживается расширение спектра сигнала на временах развития искусственной турбулентности и его сужение на стадии ее релаксации.

Проанализируем результаты измерений ширины частотного спектра рассеянных сигналов.

Многочисленные измерения /1,2,5,7,8,

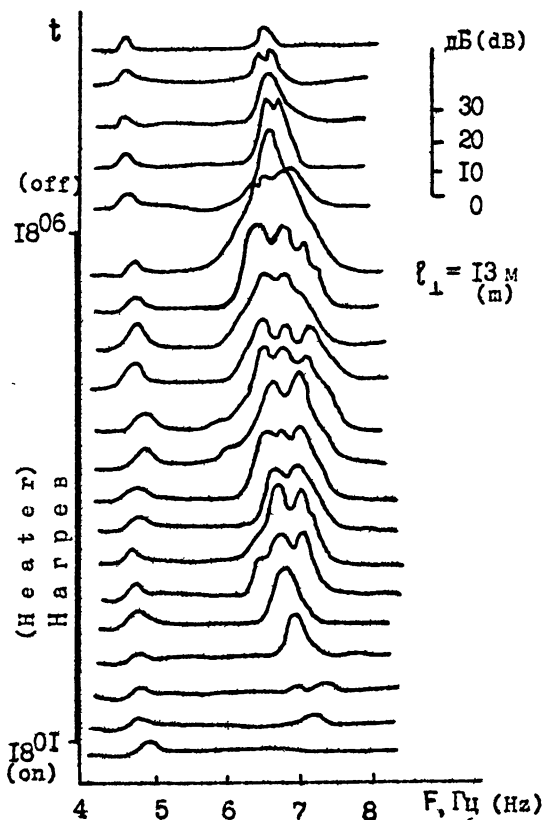


Рис. 5.
(Fig.5)

⁺) Сигнал на частоте $F \approx 5$ Гц здесь отвечает скачковой моде распространения волны реперной станции.

16/ показывают, что ширина спектра ΔF при ракурсном рассеянии радиоволн на МИИН пропорциональна частоте зондирующих сигналов, составляя ~ 1 Гц для $f \approx 15$ МГц, ~ 2 Гц для $f \approx 25$ МГц и ~ 4 Гц для $f \approx 50$ МГц. Это позволяло предположить, что уширение спектра при рассеянии связано с доплеровским характером изменения частоты и, согласно /27/, $\Delta F_d \approx f v_{др} \theta / c$, где f - частота зондирующего радиоизлучения, $v_{др}$ - поперечная составляющая скорости регулярного дрейфа рассеивающих неоднородностей относительно луча зрения на центр В0, c - скорость света, θ - угловые размеры В0 из точки наблюдения. Однако для обычных скоростей дрейфа плазмы в F - области ионосферы $v_{др} \approx 30$ м/с и типичной радиотрассы с $f = 50$ МГц и $\theta \approx 0,06$ рад вычисленная ширина спектра $\Delta F \approx \approx 0,25$ Гц. Эта величина оказывается в 2-4 раза меньше характерной начальной ширины спектра сигнала на стадии развития 3-метровых неоднородностей и более, чем на порядок меньше по сравнению со спектром, отвечающим стационарному состоянию турбулентности. Такое же несоответствие ширины экспериментально измеренного и расчетного спектра сигнала имеет место и в случае рассеяния на декаметровых неоднородностях. Более того, в экспериментах /5/ спектральные измерения рассеянных сигналов были выполнены одновременно для двух типов приемных антенн, диаграмма направленности которых, в одном случае, была уже угловых размеров В0, а в другом - шире. Идентичность полученных спектров по обоим каналам измерения при стационарном нагреве и на стадии релаксации МИИН указывает на слабую связь формы спектров рассеянных сигналов с азимутальными угловыми размерами В0.

Таким образом, можно считать экспериментально установленным, что не горизонтальный дрейф рассеивающих неоднородностей поперек луча зрения определяет наблюдающееся уширение спектра рассеянного сигнала, как это считалось ранее, например, в /2,13/.

В /16/ уширение спектра радиоволн при рассеянии их на МИИН с $h' \approx 3$ м объяснялось наличием случайной составляющей скорости движения неоднородностей с $v_y = \sqrt{\langle v^2 \rangle} \approx 18$ м/с, которая по своей величине близка к скорости регулярного дрейфа ионосферной плазмы. Последнее представляется нам достаточно маловероятным и не подтверждается какими-либо другими экспериментальными данными.

В качестве возможного объяснения уширения спектра сигнала при ракурсном рассеянии радиоволн рассмотрим модель рассеяния на

нестационарных неоднородностях. В этом случае характерное время корреляции рассеянного поля того же порядка, что и рассеивающих неоднородностей /27/. Поскольку для $l_{\perp} \approx 3$ м усредненное по рассеивающему объему характерное время роста неоднородностей $\chi^{-1} \approx 0,25$ с, а время их релаксации, согласно /4,17,18/, составляет $\sim 0,3 - 1$ с, то уширение спектра рассеяния до $\Delta F \approx 4$ Гц здесь легко объяснимо. В рамках этой модели возрастание времен развития и релаксации неоднородностей с ростом их поперечного масштаба l_{\perp} должно приводить к уменьшению ширины спектра ΔF приблизительно обратно пропорционально l_{\perp} , что и наблюдается на эксперименте. Наиболее важным моментом в проверке правильности предложенной интерпретации является объяснение изменения ширины спектра рассеяния при развитии и релаксации МИИН. Ясно, что с окончанием воздействия через время не более, чем $\sim 0,5 - 1$ с в зависимости от l_{\perp} (см. п. 2.1) выключается прямой источник генерации МИИН за счет неустойчивости плазмы в поле мощной радиоволны и дальнейшее поддержание неоднородностей возможно только за счет перекачки энергии по спектру искусственной турбулентности от более крупных масштабов к более мелким. При этом время жизни неоднородностей будет уже определяться характерным временем их релаксации, которое для $l_{\perp} \approx 3$ м в несколько раз больше времени их развития. Последнее и приводит к сужению спектра рассеянного сигнала. Увеличение ширины спектра на стадии развития МИИН, по-видимому, можно связать с уменьшением характерного времени роста неоднородностей в условиях первоначально возмущенной ионосферной плазмы по сравнению со случаем спокойной ионосферы. Проявление такого рода эффектов последствия наблюдается нами в проводимых экспериментах практически постоянно /1,4,19/, подтверждением чему может служить, например, рис. 4.

Существенным положением предлагаемой модели является допущение конечности времени жизни каждой возбуждаемой неоднородности плотности плазмы даже в течение непрерывного нагрева. Не исключено, что именно такая динамика МИИН может являться причиной наблюдающегося уменьшения интенсивности флуктуаций плотности плазмы с $l \approx 3$ м при развитии более крупных декаметровых неоднородностей за счет увеличения стохастизации генерации искусственной турбулентности.

Возвратимся снова к рис. 5. Здесь обращает на себя внимание

расщепление спектра рассеяния (появление двух или трех максимумов в спектре), причем, как показали измерения /5/, средний разнос частот δF между спектральными линиями не зависел от времени суток и для $l_{\perp} \approx 13$ м составлял $\approx 0,2-0,3$ Гц. Из рис. 5 также можно видеть, что расщепление спектра появляется некоторое время спустя после начала воздействия и продолжает наблюдаться во время релаксации рассеянного сигнала. Расщепление спектра с $\delta F \approx 0,5-0,6$ Гц имело место и при рассеянии на неоднородностях с $l_{\perp} \approx 5,8$ м /5/.

Появление характерной частоты биений с $\delta F \approx 1$ Гц усредненной амплитуды рассеянного на неоднородностях $l_{\perp} \approx 3$ м сигнала можно видеть на рис. 1б, где стрелками вдоль оси времени указаны моменты минимального значения его амплитуды. Более детально спектральные характеристики рассеянного на неоднородностях с $l_{\perp} \approx 2-3$ м сигнала исследовались А.М.Насыровым и В.А.Стрекаловым. Часть результатов этих измерений опубликована в /14/, где указано, что время задержки появления расщепления спектра уменьшается с ростом мощности ВН, а величина δF пропорциональна частоте зондирующей ВО радиоволны.

На рис. 6 представлены данные выполненных в марте-апреле 1988 г. измерений величины расщепления спектра $\delta\omega = 2\pi \delta F$ в зависимости от волнового числа рассеивающих неоднородностей $\alpha_{\perp} =$

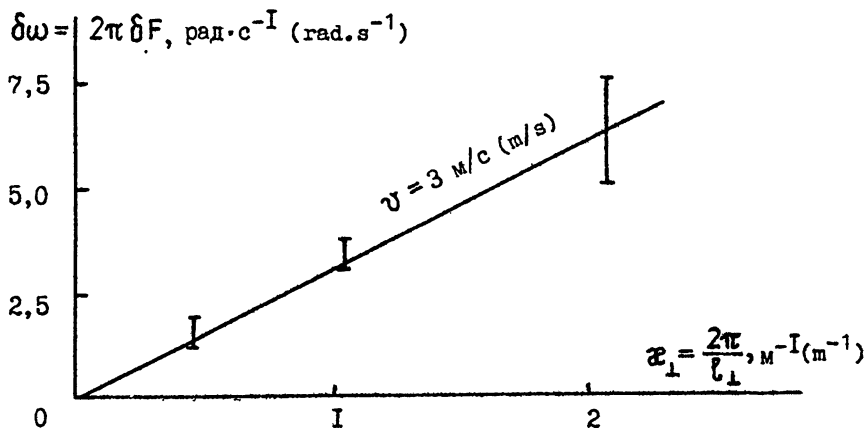


Рис. 6.
(Fig. 6)

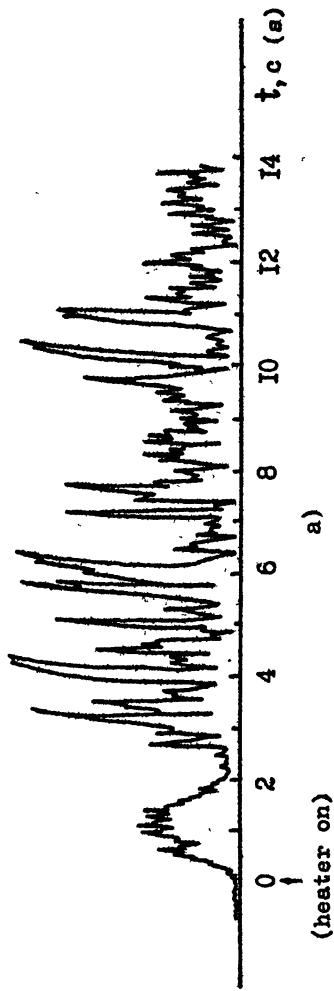
$= 2\pi/\ell_1$, из которого следует, что $\delta\omega = v x_1$ с $v \approx 3 \frac{m}{c}$. В других измерениях значения величины v могли варьироваться в пределах 1–5 м/с, оставаясь приблизительно на порядок меньше скорости регулярного дрейфа ионосферной плазмы.

В настоящее время нет окончательного решения вопроса относительно причин, приводящих к появлению расщепления спектра рассеянного сигнала. В [15] расщепление связывается с существованием во время нагрева ионосферной плазмы радиальной компоненты скорости дрейфа рассеивателей внутри ВО. А.Н. Караштиным и М.Ш. Цимрингом рассматривается также модель возбуждения двухмодового режима тепловой параметрической неустойчивости в неоднородной ионосфере. Однако, как в том, так и в другом случае остающиеся неясные моменты, к сожалению, не позволяют сделать однозначного вывода.

2.3. Об одной особенности развития МИИИ с $\ell_1 \approx 3$ м

Выше мы рассмотрели изменение амплитудных и статистических характеристик рассеянного сигнала при развитии искусственной турбулентности. В этих экспериментах было обращено внимание на появление в ряде случаев в первые 1–3 с после начала воздействия выделяющегося по своим свойствам рассеянного сигнала, пример которого приведен на рис. 7а. Он характеризуется быстрым возрастанием и уменьшением амплитуды рассеяния с характерными временами $\sim 0,2$ – $0,3$ с и почти полным отсутствием быстрых ее флуктуаций. Амплитуда этого сигнала превышает устанавливающийся при длительном нагреве средний уровень рассеяния. Важно отметить, что переход от такого нефлуктуирующего (в смысле отсутствия быстрых осцилляций) типа рассеяния к обычно наблюдаемому быстро флуктуирующему имеет резкий характер и сопровождается вначале значительным уменьшением амплитуды рассеянного сигнала (см. рис. 7а).

Появление нефлуктуирующих начальных всплесков рассеяния наблюдалось исключительно при больших мощностях ВН $\tilde{P}_3 \approx 60$ – 100 МВт (хотя и не всегда только для центральной части ВО) и только при условии предварительного подогрева ионосферной плазмы. Существенной особенностью нефлуктуирующих начальных всплесков рассеяния являются их появление для масштабов $\ell_1 \approx 3$ м и отсутствие при рассеянии на более крупномасштабных неоднородностях, например, с $\ell_1 \approx 10$ – 15 м. Следует также отметить, что в более ранних наших



$$l_{\perp} = 3 \text{ M (m)}$$

$$[+ I_c - 4c] \text{ ([1s-on, 4s-off])}$$

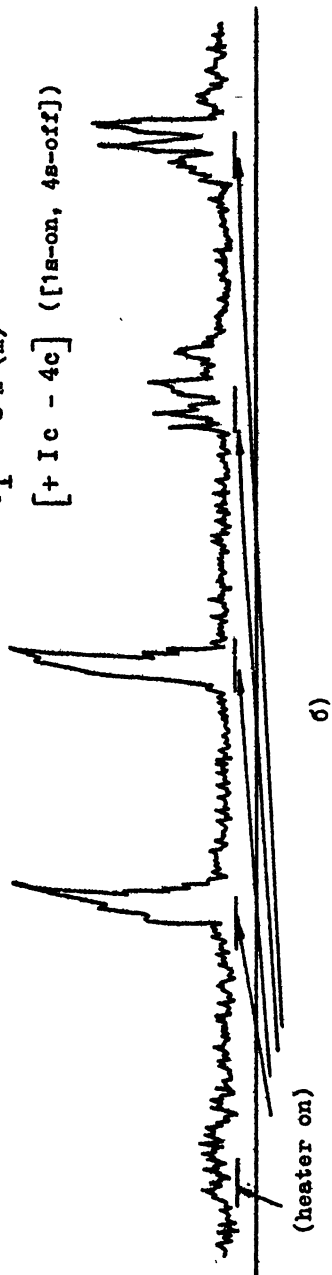


Рис. 7.
(Fig. 7)

измерениях с $\tilde{P}_3 \approx 10$ МВт мы никогда не наблюдали рассеянного сигнала такого типа.

Как уже отмечалось, для генерации нефлуктуирующих всплесков в рассеянных волнах существенную роль играет создание некоторого начального уровня возмущений в ионосферной плазме. Так в сеансе, представленном на рис. 7а, перед включением непрерывного нагрева излучалось три импульса ВН длительностью 5 с и периодом повторения 20 с. Исследования показали, что наиболее оптимальным режимом с точки зрения создания таких начальных возмущений является режим импульсного воздействия с $\tau_{и} \approx 1-5$ с и периодом повторения до нескольких десятков секунд. На рис. 7б приведена осциллограмма рассеянного сигнала для сеанса с $\tau_{и} = 1$ с, $T = 5$ с. Здесь хорошо видно практически полное отсутствие рассеяния для первого импульса ВН после длительной паузы; откликом на второе и третье включения мощного радиоизлучения является интенсивный нефлуктуирующий всплеск рассеяния; в последующих импульсах нагрева ионосферы мы наблюдаем появление сигнала с типичными флуктуационными характеристиками. Является экспериментальным фактом, что при перегреве ионосферной плазмы, например, во время циклического воздействия с $\tau_{и} = 5$ с и $T = 10$ с, всплески рассеяния рассматриваемого типа никогда не наблюдались.

В заключение отметим, что появление нефлуктуирующих начальных всплесков рассеяния по времени совпадает с развитием быстрого аномального ослабления сигналов ВН и пробных волн, зондирующих В0 ионосферы /II, I8, I9/, а их характерные времена близки к временам развития и релаксации эффекта переноса модуляции амплитуды ВН на пробные волны /2, I9, 28/.

Перечисленные выше свойства наблюдаемого рассеяния в совокупности с исследованными свойствами развития эффектов аномального ослабления и переноса модуляции позволяют заключить, что во всех этих явлениях мы имеем дело с искусственной ионосферной турбулентностью, возбуждаемой вблизи уровня отражения ВН (на уровне ее верхнегибридного резонанса) на первых секундах взаимодействия мощного радиоизлучения с плазмой. Ее особенностью является развитие интенсивных флуктуаций плотности плазмы в области масштабов $l_1 \approx 3$ м в условиях, когда еще не появляется заметного уровня дециметровых и более крупных неоднородностей. Ранее свойства этой турбулентности подробно исследовались нами в /4, II, I9/.

где было показано, что быстрое и интенсивное развитие флуктуаций плотности с $l_{\perp} \approx 3$ м обусловлено присутствием в ВО начального уровня, "затравочных" неоднородностей, которые могут генерироваться на уровне отражения ВН вследствие, например, самофокусировочной неустойчивости плазменных волн /25/ и затем прорасти вниз и вверх по высоте. По-видимому, следует допускать, что появление как максимума интенсивности рассеяния для МИИИ $l_{\perp} \approx 3$ м с медленными (по сравнению со стационарным) флуктуациями амплитуды (см. рис. 1а, 2), так и нефлуктуирующих всплесков рассеяния (рис. 7) может быть следствием существования одной и той же турбулентности, свойства которой несколько изменяются в зависимости от условий проведения эксперимента.

2.4. Характеристики релаксации МИИИ

Изучению релаксации искусственных неоднородностей после выключения ВН посвящено большое число работ (см., например, /1-10, 15, 17-19/), в которых были установлены следующие ее свойства.⁺⁾

Динамика релаксации МИИИ определяется уровнем развития искусственной турбулентности. После длительного воздействия на ионосферную плазму при установлении стационарного состояния возмущений уменьшение интенсивности рассеянного сигнала для $l_{\perp} \approx 20$ м имеет в большинстве случаев хорошо выраженный двухступенчатый характер, который можно видеть, например, на рис. 1б. На первом этапе релаксации, характеризуемым временем τ_p , имеет место экспоненциальное уменьшение амплитуды рассеянного сигнала на 10-20 дБ, после чего наблюдается замедление темпа релаксации в несколько раз. Здесь зависимость $\tau_p(l_{\perp})$ может быть представлена в виде

$$\tau_p \propto l_{\perp}^{\alpha}, \quad \alpha = \begin{cases} 2, & l_{\perp} < l_{\perp}^* \\ 0,5, & l_{\perp} > l_{\perp}^*, \quad l_{\perp}^* \approx 7-10 \text{ м.} \end{cases}$$

Если для области квадратичной зависимости вычислить коэффициент диффузии по формуле $D = l_{\perp}^2 / (2\pi)^2 \tau_p^2$, то он оказывается близок к значению коэффициента амбиполярной поперечной диффузии $D_{a1} \approx \approx (T_e + T_i) \nu_e / m_e \omega_{ne}^2 \approx 2 \cdot 10^3 \frac{\text{см}^2}{\text{с}}$ для параметров ионосферы, отвечающих

^{+) Пoскольку релаксация МИИИ исследовалась, как правило, с помощью метода ракурсного рассеяния радиоволн, то измерения дают некоторые усредненные по области рассеяния характеристики.}

условию проведения эксперимента. Для $l_{\perp} > l_{\perp}^*$ релаксация неоднородностей считается обусловлена продольной диффузией плазмы с коэффициентом $D_{\parallel} = l_{\parallel}^2 / 4\tau_p \approx 1 - 2 \cdot 10^{10} \frac{\text{см}^2}{\text{с}}$, который по порядку

величины близок к значению коэффициента амбиполярной диффузии вдоль магнитного поля $D_{\text{ам}} = (T_e + T_i) / M_i v_{in} / 2$. Для второй более медленной стадии релаксации МИИН вычисленный коэффициент диффузии составляет $\sim (0.5-1) 10^3 \text{ см}^2/\text{с}$. Это значение меньше минимального коэффициента диффузии, определяемого поперечной диффузией электронов $D_{e\perp}$. Последнее может указывать на существование механизма поддержания мелкомасштабных неоднородностей после выключения ВН за счет, например, нелинейной перекачки энергии по спектру МИИН от более крупных к более мелким масштабам неоднородностей.

Релаксация МИИН при воздействии короткими импульсами ВН, когда турбулентность не успевает достигнуть своего стационарного состояния, подробно исследовалась в /4,5,14,15/. В этом случае (см. рис. 8а,б) после выключения ВН наблюдалось продолжение развития неоднородностей в области масштабов $l_{\perp} \approx 3-10$ м еще в течение некоторого времени $\Delta t \lesssim 1$ с, после чего имело место резкое уменьшение амплитуды рассеянного сигнала со скоростью, в 2-3 раза превышающей скорость распывания стационарных неоднородностей (т.е. здесь $D \approx 4-6 D_{e\perp}$). Как видно из рис. 8а, величина Δt может зависеть от длительности паузы T_n между импульсами ВН. После быстрой релаксации, продолжающейся, как правило, не более 1 с, темп уменьшения амплитуды рассеянного сигнала уменьшается до величины, отвечающей скорости распывания стационарных неоднородностей с $D \approx 2 D_{e\perp}$ для $l_{\perp} \approx 3-10$ м. Следует отметить, что переход к обычно наблюдаемой скорости распывания стационарной турбулентности по результатам наших измерений происходил практически одновременно для всех МИИН с $l_{\perp} \approx 3-10$ м. При этом, поскольку стадия быстрой релаксации неоднородностей с $l_{\perp} \approx 3$ м начинается раньше, чем для более крупных (с $l_{\perp} = 7-10$ м), то на этом этапе наблюдается относительно более сильное ослабление более мелкомасштабных неоднородностей (см. рис. 8б).

В экспериментах /14/ было обнаружено, что при релаксации неоднородностей с $l_{\perp} \approx 2-3$ м во время перехода от ее быстрой стадии к более медленной имеет место кратковременное резкое уменьшение интенсивности рассеянного сигнала. Было также установлено, что

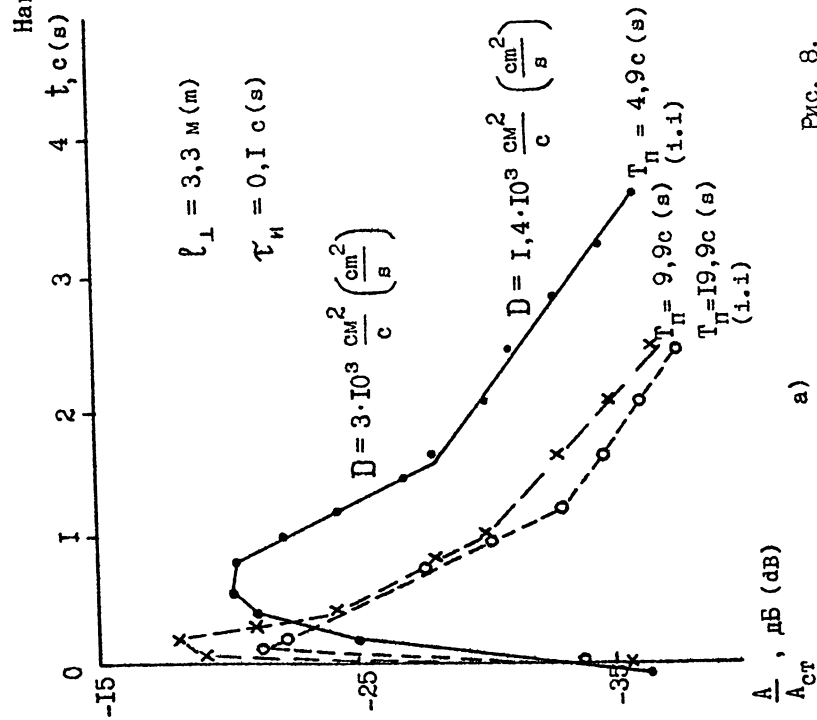
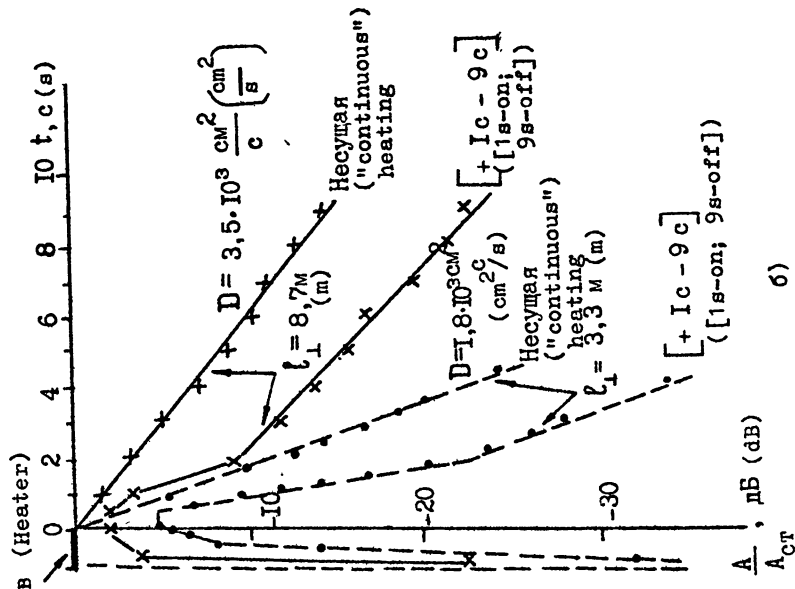


Рис. 8.
(Fig. 8)

длительность быстрой стадии релаксации увеличивается при возрастании мощности воздействия и при уменьшении в некоторых пределах паузы между импульсами ВН. Кроме того, быстрой стадии релаксации соответствует более широкий частотный спектр рассеянного сигнала по сравнению со спектром, который наблюдается на этапе более медленной релаксации.

Рассмотренные выше результаты экспериментальных исследований при коротких импульсах воздействия на ионосферную плазму могут свидетельствовать о том, что аномально быстрый характер диффузии МИИИ после выключения ВН может являться свидетельством неустойчивости начальных плазменных образований.

Проанализируем результаты исследования изменений частотного спектра рассеянного сигнала на стадии его релаксации (см. рис.5), полученные в экспериментах /5/. В этих измерениях была проведена отдельная регистрация амплитуды двух спектральных компонент для области максимума спектра и его периферии. Результаты этих измерений для $f_{\perp} \approx 13$ м представлены на рис. 9. Видно, что на первом этапе релаксации сигнала, относящегося к периферийной части

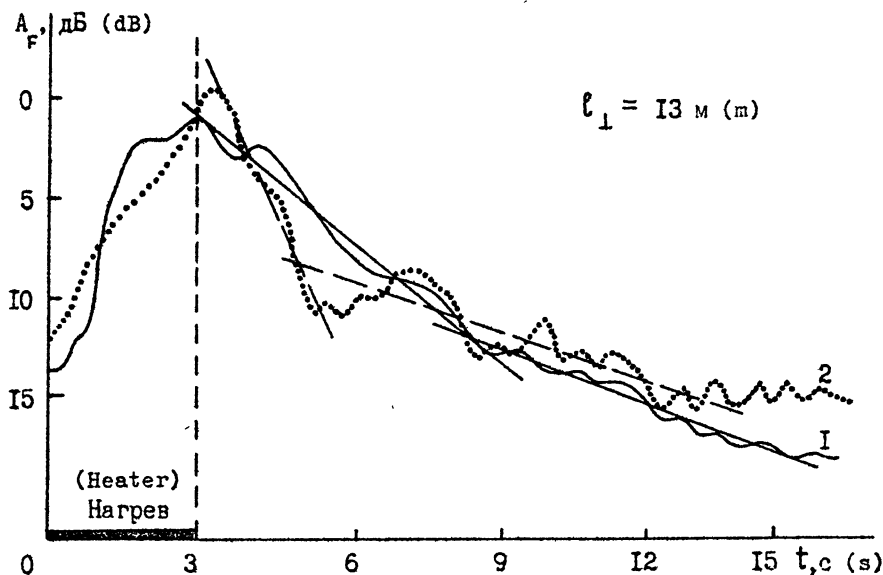


Рис. 9.
(Fig. 9)

спектра с $\Delta F \approx 2$ Гц относительно частоты спектрального максимума (кривая 2), происходит с более высокой скоростью, чем для канала максимальной спектральной интенсивности (кривая 1): для кривой 2 $\tau_{p(2)} = 4,8$ с ($D = 8,8 \cdot 10^3$ см²/с), а для кривой 1 $\tau_{p(1)} = 11$ с ($D = 3,8 \cdot 10^3$ см²/с). На последующей медленной стадии релаксации искусственных неоднородностей темп уменьшения амплитуды рассеянного сигнала в обоих каналах регистрации становится приблизительно одинаковым с $\tau'_p \approx 30$ с ($D \approx 10^3$ см²/с).⁺⁾ Если сопоставить полученные времена релаксации (коэффициенты диффузии) различных спектральных компонент рассеянного сигнала с характеристиками изменения его средней амплитуды, то можно заключить, что времена $\tau_{p(1)}$ и τ'_p , соответственно, отвечают временам первого и второго этапов релаксации стационарной турбулентности /1,2, 8,18/, а $\tau_{p(2)}$ близко времени начальной быстрой релаксации нестационарной турбулентности, которая наблюдается при воздействии короткими импульсами ВН (см. рис. 8б, а также /4,15/).

3. Спектральные характеристики МИИН

3.1. Динамический спектр МИИН

Полученные данные о динамике мелкомасштабных неоднородностей позволяют исследовать изменения спектральных характеристик искусственной турбулентности на стадии ее развития. В качестве примера рассмотрим представленные на рис. 10а усредненные данные цикла совместных измерений рассеяния на неоднородностях $f_1 \approx 3$ и 13 м, а также измерения эффекта аномального ослабления (АО) радиоволн отраженного от ионосферы сигнала ВН. Из рисунка хорошо видно, что интенсивное развитие МИИН с $f_1 \approx 3$ м совпадает по времени с развитием быстрого АО ($\tau_{Б.А.О} \approx 0,5$ с) на ВН, а более крупных декаметровых неоднородностей – с медленным развитием АО ($\tau_{М.А.О} \approx 5$ с). Отметим, что на стадии медленного АО интенсивность неоднородностей с $f_1 \approx 3$ м остается близкой к своей максимальной величине и, как показано в разделе 2.2, рассеянный сигнал

⁺⁾ Для кривой 2, начиная с $t^* \approx 12$ с, уровень рассеянного сигнала становится меньше суммарного уровня фоновых помех и шумов приемно-регистрирующей аппаратуры. Для кривой 1 это время $t^* \approx 15$ с.

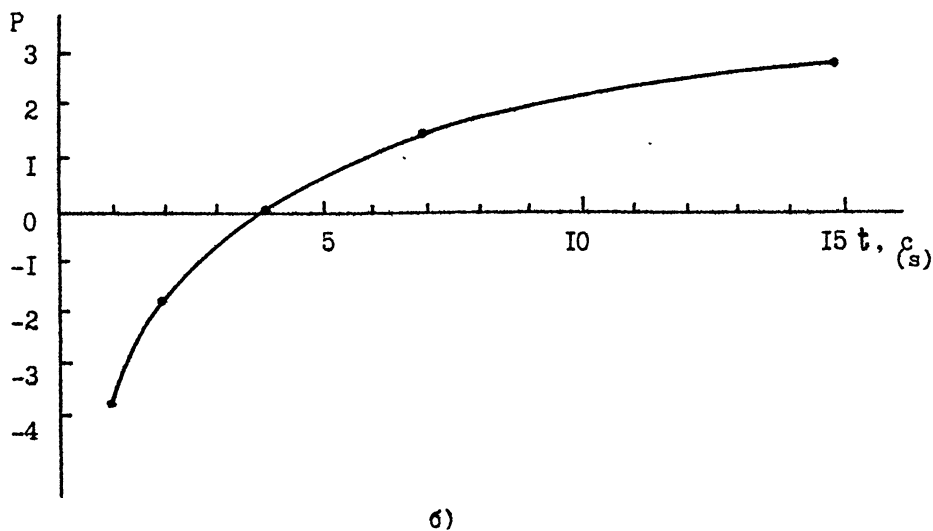
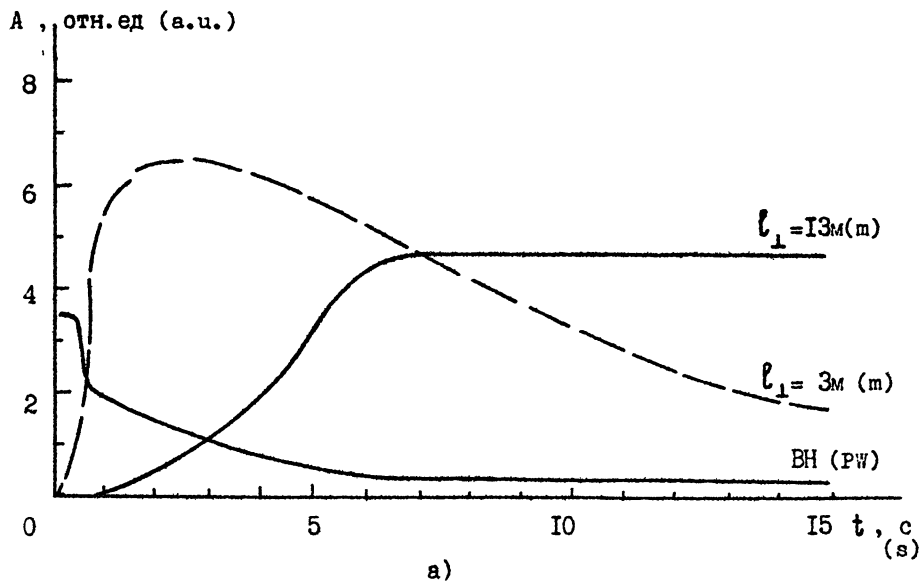


Рис. 10
(Fig. 10)

здесь имеет более низкую частоту флуктуаций, чем для стационарного уровня развития турбулентности.

Будем полагать, что в области масштабов $l_{\perp} \approx 3-13$ м стационарный спектр интенсивности флуктуаций плотности плазмы может быть аппроксимирован степенным законом: $\Phi_N(x_{\perp} = \frac{2\pi}{l_{\perp}}) \propto x_{\perp}^{-\rho_0}$ где, согласно многочисленным исследованиям /2,12,17-19/, значение показателя степени $\rho_0 \approx 3$. Используя данные измерения интенсивности ракурсного рассеяния, представленные на рис. 10а, можно вычислить значение показателя степени зависимости $\Phi_N(x_{\perp})$ на всей стадии развития МИИИ. Результаты таких вычислений представлены на рис. 10б. Видно, что в течение первых 4 с с начала воздействия, т.е. практически все время пока наблюдается развитие эффекта АО, показатель степени $\rho < 0$. Следовательно, на этих временах имеет место инверсия спектра МИИИ с максимумом $\Phi_N(x_{\perp})$ в области масштабов $l \lesssim 3$ м. К аналогичному выводу мы пришли ранее в работах /17,19/.

Основываясь на данных, представленных на рис. 10б, легко показать, что зависимость $\rho(t)$ в интервале $t = 1-15$ с близка к логарифмической: $\rho(t) = 2,5 \ln(\frac{t}{4})$, где t - в секундах.

Как показывают исследования развития взаимодействия мощного радиоизлучения с ионосферной плазмой /11,19/, при больших уровнях мощности ВН ($P_3 > 10$ МВт) в течение первой секунды воздействия искусственные неоднородности с $l_{\perp} \approx 3$ м появляются вначале вблизи уровня ее отражения и только позднее, на втором этапе, искусственная мелкомасштабная ионосферная турбулентность начинает развиваться на более низких высотах в области верхне-гибридного резонанса. В этих же экспериментах было установлено, что генерация неоднородностей на уровне отражения ВН оказывает свое влияние на последующий ход развития искусственной турбулентности, приводя к исчезновению "пичковых" осцилляций на ВН и уменьшению времен АО. Поскольку, согласно /11/, начальная турбулентность, возбуждаемая на уровне отражения ВН, обнаруживается только в течение времени $\delta t < 0,5-1$ с после начала воздействия, исчезая с развитием быстрого АО, то для $\delta t > \tau_{\text{Б.А.О}} \approx 0,5$ с мы можем считать, что приведенные на рис. 10б значения показателя спектра ρ характеризуют спектральные свойства МИИИ, генерируемые на уровне верхне-гибридного резонанса ВН за счет механизма теплового рас-

слоения плазмы /26/. При этом, как уже отмечалось ранее, разумно предполагать наличие определенной причинной связи между существованием максимума в спектре МИИИ для $l_1 \approx 3$ м в первые секунды после начала воздействия и возбуждением начальных мелкомасштабных неоднородностей на уровне отражения ВН, например, за счет их прорастания по высоте до уровня верхне-гибридного резонанса, где они могут служить в качестве затравочного уровня для развития тепловой параметрической неустойчивости.

3.2. Зависимость стационарной интенсивности МИИИ от мощности ВН

Исследование зависимости интенсивности МИИИ от мощности ВН имеет важное значение для установления целого ряда характеристик происходящих в плазме процессов. Как правило, эти измерения выполняются с помощью метода ракурсного рассеяния радиоволн для стационарного уровня развития искусственной турбулентности. При этом интенсивность рассеянного сигнала определяется не только амплитудой рассеивающих неоднородностей, но зависит также от объема рассеяния, величина которого в горизонтальной плоскости определяется шириной диаграммы направленности антенны нагревного стелла по уровню пороговой мощности возбуждения МИИИ.

Для уточнения истинной зависимости $\Phi_N(\alpha_1)$ от мощности ВН нами в экспериментах на стенде "Сура" были проведены измерения интенсивности сигнала ракурсного рассеяния при "синхронном" и "несинхронном" режиме сложения мощностей от трех независимых секций передающей антенны, к каждой из которой в качестве возбудителя подсоединен свой мощный радиопередатчик. Расчеты показывают, что при "синхронном" сложении мощностей результирующая ширина главного лепестка диаграммы направленности антенны в меридиональной плоскости приблизительно в 2,5 раза уже по сравнению с режимом "несинхронного" сложения; в широтном направлении ширина главного луча остается неизменной для всех схем включения секций антенны /24/.

На рис. II в относительных величинах представлены результаты измерения интенсивности рассеянного сигнала (A_s^2) от мощности ВН для двух значений l_1 : 2,5 и 6 м. За нормировку выбраны значения A_{s1}^2 и $\beta_{31} \approx 20$ МВт, отвечающие измерению при включении

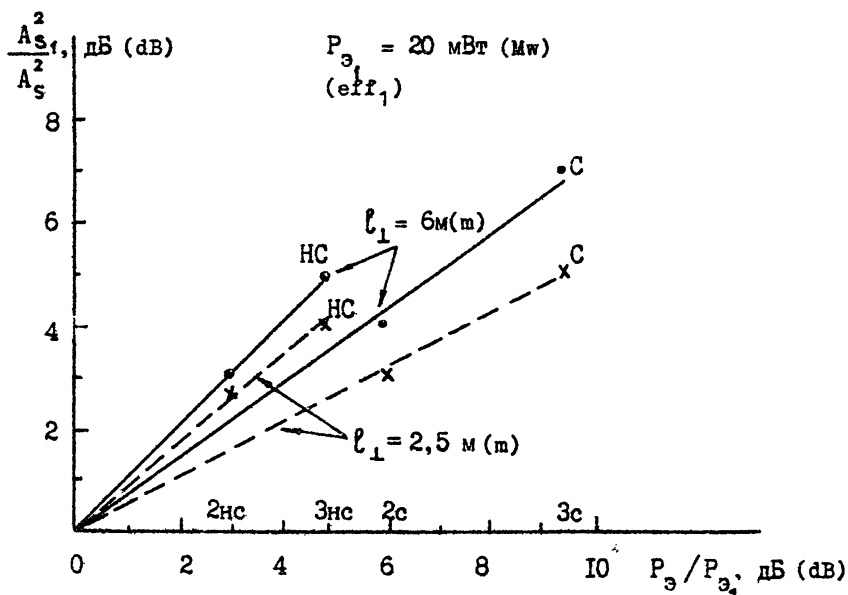


Рис. II.
(Fig. 11)

только одной секции антенны нагревного стенда. Видно, что во всех случаях зависимость $A_S^2(P_3)$ близка к степенной: $A_S^2 \propto P_3^\beta$ со значениями $\beta \approx 0,5$ и $0,8$ для $l_{\perp} \approx 2,5$ м и $0,7$ и $1,0$ для $l_{\perp} \approx 6$ м, соответственно, при "синхронном" (с) и "несинхронном" (нс) режиме сложения мощностей. Здесь подтверждается ранее установленная более слабая зависимость $A_S^2(P_3)$ для $l_{\perp} \approx 2,5$ м по сравнению с более крупномасштабными неоднородностями /12, 18/, что может указывать на некоторый рост показателя спектра $\Phi_N(\alpha_1)$ при увеличении мощности ВН.

Сопоставление результатов измерений при "синхронном" и "несинхронном" сложении мощностей позволяет сделать вывод о непосредственной зависимости интенсивности рассеивающих неоднородностей от мощности ВН. Очевидно, что при "несинхронном" сложении мощностей размеры области, определяемые пороговым уровнем мощности ВН ($P_{\text{пор}}$) генерации МИИИ, с подключением второго и третьего модулей нагревного стенда (увеличением P_3 при неизменной

ширине диаграммы направленности нагревного стнда) будут увеличиваться. Следовательно, степень β зависимости $A_S^2(\bar{P}_3)$ будет выше, чем значение показателя степени β зависимости $\Phi_N(x_\perp)$ от \bar{P}_3 . В случае "синхронного" сложения мощностей уменьшение размеров ВО из-за сужения диаграммы направленности антенны нагревного стнда в меридиональной плоскости будет частично компенсироваться расширением размеров диаграммы антенны по уровню $P_{пор}$ вследствие увеличения эффективной мощности излучения ВН. Модельные расчеты, приведенные по представленным на рис. 10 результатам измерений с учетом отмеченных особенностей изменения эффективной ширины по уровню $P_{пор}$, дают значения $\beta^0 \approx 0,7$ и $0,9$ для $l_1 \approx 2,5$ и 6 м соответственно. По результатам наших других измерений, включая и данные /12/, возможные вариации значений β^0 лежат в интервале $\approx 0,4-0,8$ для $l_1 \approx 3$ м и $\approx 0,7-1,2$ для $l_1 \approx 6-9$ м.

4. Некоторые замечания о начальной стадии возникновения и о роли перекачки энергии по спектру искусственной турбулентности

Мы уже упоминали во введении, что одна из целей, которую преследовал данный анализ, связана с изучением возможности моделирования формирования спектра ионосферной турбулентности за счет нелинейной перекачки энергии по возмущениям с различными волновыми числами. В связи с этим проанализируем упомянутые экспериментальные данные с точки зрения ответа на указанный вопрос.

Начнем с феноменологической схемы. Будем пользоваться представлениями слабой турбулентности, где основными можно считать трехволновые взаимодействия. Возьмем за основу тот факт, что при больших мощностях ($\bar{P}_3 > 20$ МВт) до развития эффекта аномального ослабления спектр турбулентности является инверсным. Если считать, что время возникновения неоднородностей τ_A определяется "самосогласованным" растеканием нагретых электронов вдоль силовых линий H_0 геомагнитного поля и выталкиванием ионов под действием возникшего поляризационного поля в плоскости, ортогональной $\vec{h} = H_0/H$, тогда

$$\tau_A \approx l_{||}^2 / 4D_{e||} \approx l_{\perp}^2 / (2\pi)^2 D_{e\perp} \quad (1)$$

где $D_{e\parallel} = \frac{T_e}{m_e \nu_e}$ и $D_{i\perp} = \frac{T_i \nu_{i\parallel}}{M_i \Omega_H^2}$ - соответственно коэффициенты продольной электронной и поперечной ионной диффузии, Ω_H , ν_e - гирочастота ионов и суммарная частота столкновений электронов с ионами и нейтральными частицами ($\nu_e = \nu_{ei} + \nu_{en}$), $\nu_{i\parallel}$ - частота столкновений ионов с нейтрами. Принимая для высоты $z \sim 250$ км $\nu_e \sim 2 \cdot 10^2$ и $\nu_{i\parallel} \approx 2$, имеем для продольного масштаба $l_{\parallel} \approx 1$ -5 км $\tau_{\Lambda} \sim 5 \cdot 10^{-3} - 10^{-1}$ с. Соответствующий поперечный масштаб $l_{\perp} \approx 3 \sqrt{\frac{D_{i\perp}}{D_{e\parallel}}} l_{\parallel} \sim 10^{-3} l_{\parallel} \sim 1$ -5 м. Это время примерно совпадает с временем "ожидания": 50-100 мс, которое наблюдается на эксперименте для $l_{\perp} \approx 3$ м.

Если основываться на экспериментальной зависимости $t_0 \sim \tau_{\Lambda} \sim l_{\perp}$, то, из предложения о первичности, растекание тепла вдоль h и связанным с ним временем ожидания t_0 , получаем, что анизотропия неоднородностей должна зависеть от их размера, точнее, $l_{\perp} \sim l_{\parallel}^2$, что, вообще говоря, противоречит (I). Необходимо предположить также, удовлетворяя зависимости t_0 от мощности ВН ($t_0 \sim P_3^{-1}$), что либо продольный масштаб неоднородностей уменьшается с ростом мощности: $l_{\parallel} \sim P_3^{-1/2}$, либо мощность контролирует скорость растекания тепла.

Другая причина может состоять в том, что время t_0 определяется временем установления продольного тока, вызывающего отклонение силовой линии, которое приводит при наличии внешнего электрического поля к нагреву плазмы. Из уравнения Максвелла следует:

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -c \operatorname{rot} E \sim \frac{c E_z}{l_y} \quad (\vec{z} \parallel \vec{h}),$$

а $E_z \equiv E_h$ можно оценить из условия образования поля за счет выталкивания электронов под действием силы Миллера:

$$E_z \sim \frac{\nabla |E_0|^2}{8\pi e N} \sim \frac{T}{L_E l} \omega,$$

где L_E - характерный масштаб изменения поля, а $\omega \equiv \frac{E_0^2}{8\pi n T}$. Из этих выражений для характерного времени изменения \vec{H} имеем

$$\tau_1 \sim \frac{L}{v_T} \frac{l_{\parallel}}{8\pi p_{1e}} \omega^{-1} h_{\text{exp}},$$

где h_{xp} - некоторое пороговое возмущение горизонтальной составляющей магнитного поля, за счет которой появляется проекция на h (ортогонального h_0) внешнего электрического поля E_{10} ($\vec{E}_h = E_{10} \frac{h_{\pm}}{h_0} \equiv E_{10} h_{\pm}$), проекция значительная с точки зрения возмущения температуры T_e электронов и концентрации N плазмы.

Величина h_{xp} определяется значениями продольных и поперечных электрических полей. Оставляя пока величину h_{xp} в качестве параметра, имеем

$$\tau_1 \sim \frac{l_{\perp}}{P_3},$$

что соответствует экспериментальной зависимости. Однако количественно время τ_1 оценить трудно.

Можно ожидать, что характерное время роста турбулентности при кратковременных воздействиях определяется временем нелинейной перекачки энергии по спектру со стороны малых масштабов, где спектральная плотность больше.

Предположим для определенности, что приток энергии обусловлен поперечной термодиффузией. Тогда

$$\frac{\partial N_{\alpha}}{\partial t} + D'_3 \int \alpha_{\pm}^2 T_{\alpha} N_{\alpha} d\alpha' + \alpha_{\pm}^2 D_3 N_{\alpha} - \gamma N_{\alpha} = 0,$$

где γ - инкремент линейного роста возмущений, второй член уравнения описывает нелинейные процессы притока и ухода энергии из интервала волновых чисел α , $\alpha \pm \frac{d\alpha}{2}$. Чисто условно пока считается, что коэффициент D'_3 при нелинейных членах отличается от линейных коэффициентов диффузии.

Выделим приток энергии (в рассматриваемый интервал волновых чисел $d\alpha$) из области больших ($>$) и малых ($<$) волновых чисел, а также отток энергии из интервала $d\alpha$ за счет взаимодействия возмущений с волновыми числами, близкими к α . Тогда

$\{T', N'\} \sim \{T_{\pm}, N_{\pm}\}$ и уравнение непрерывности будет содержать члены

$$\frac{\partial N_{\alpha}}{\partial t} - \frac{D'_3}{2} \alpha_{\pm}^2 \left(\frac{N}{T} T_{\pm} \delta N_{\pm} + \delta T_{\pm} N_{\pm} \right) - \frac{D'_3}{2} \alpha_{\pm}^2 \left(\frac{N}{T} T_{\pm} \delta N_{\pm} + \delta T_{\pm} N_{\pm} \right) -$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{D_3'}{2} x_{1>} x_{1<} \left(\frac{N}{T} T, \delta N_z + \frac{N}{T} T_z \delta N_z + N_z \delta T_z + N_z \delta T_z \right) + \\
& + x_{1>}^2 D_3' \left(N_x \delta T + \frac{N}{T} T_x \delta N \right) + x_{1>}^2 D_3 N_x - \gamma N_x = 0 \\
& \left(\delta T_z \approx T_x \Delta x_z, \delta T = \int \delta T_x dx, \delta T = \frac{\tilde{T}}{T} \right).
\end{aligned}$$

Прежде всего ясно, что нелинейный приток энергии становится существенным, если он превысит линейную диффузию и нелинейный отток энергии. Отсюда имеем неравенства типа

$$\begin{aligned}
x_{1>}'^2 N_x' \delta T' > x_{1>}^2 N_x \frac{D_3}{D_3'}, \quad x_{1>}'^2 N_x \delta T' > x_{1>}^2 N_x \delta T, \\
D_3' \delta T > D_3.
\end{aligned} \tag{1a}$$

Из первого неравенства следует, что для значительности нелинейной перекачки (при $\gamma = 0$) необходимо, чтобы

$$\delta T' > \frac{x_{1>}}{x_{1>}'} \frac{N_x}{N_x'} \frac{D_3}{D_3'}.$$

Для степенного спектра $\Phi_N(x_{1>}) \sim x_{1>}^{-p}$ оно преобразуется в следующее:

$$\delta T > \left(\frac{x_{1>}}{x_{1>}'} \right)^{\frac{4-p}{2}} \left(\frac{D_3}{D_3'} \right) \tag{2}$$

или, при $D_3' \approx D_3$, имеем

$$\delta T > \left(\frac{x_{1>}}{x_{1>}'} \right)^{\frac{4-p}{2}}$$

Таким образом, при $p > 0$ вполне можно обеспечить перекачку из области больших $x_{1>}'$, а так же перекачку из области малых волновых чисел при $p \gtrsim 4$ даже в случае $D_3 = D_3'$. Выше мы видели, что на начальном этапе возбуждения искусственной турбулентности $p < 0$. В то же время в стационарном режиме показатель спектра p примерно равен трем. Это обстоятельство при правильности гипотезы о

значительности перекачки из области малых волновых чисел для поддержания неоднородностей мелких масштабов говорит либо о том, что нелинейное "поддержание" неоднородностей со стороны крупномасштабной турбулентности начинается с момента, когда показатель ρ начинает превышать 4, либо о значительном различии коэффициентов D_3 и D'_3 на этом этапе.

Обратимся ко второму неравенству, из которого следует, что "приток" энергии превышает ее "нелинейный" отсос при условии, что

$$\frac{\delta T'}{\delta T} > \frac{N_x}{N_x'} \frac{x_1^2}{x_1'^2} \sim \left(\frac{x_1}{x_1'} \right)^{\frac{4-\rho}{2}} \quad (3)$$

Последнее означает, что заведомо при $\rho < 0$ нелинейный отток энергии может быть меньше "притока" даже при $\delta T' < \delta T$, если речь идет о перекачке со стороны малых масштабов. Учитывая, что для двумерной турбулентности $\delta T' \sim T_x' x_1' \Delta x \sim T_x' x_1' x_1$ имеем:

$$\frac{N_x^2}{N_x'^2} \frac{x_1^3}{x_1'^3} \sim \left(\frac{x_1}{x_1'} \right)^{3-\rho} < 1, \quad (3a)$$

т.е. нелинейный отток энергии (при $x_1' > x_1$) из области волновых чисел x_1 начинает превалировать при $\rho \approx 3$. Таким образом, стационарный спектр должен иметь показатель $\rho \approx 3$, что примерно и имеет место на эксперименте.⁴⁾

Из третьего неравенства (1a) следует, пожалуй, один из основных фактов: для того, чтобы нелинейный процесс релаксации превалировал над линейным, необходимо,

⁴⁾ К сожалению здесь имеет место некоторая неопределенность, так как Δx_1 может определяться шириной максимально эффективного участка турбулентности, из которого осуществляется набор взаимодействующих гармоник с разницей $\Delta x \sim x_1$. В этом случае, с учетом некогерентного вклада разных гармоник $\delta T \sim T_x^2 x_1^2 x_1' / x_1 \sim T_x^2 x_1^3 x_1'$, т.е. $\delta T \sim T_x x_1'^{3/2} x_1^{1/2}$ и $(T_x^2 / N_x^2) (x_1 / x_1')^{1/2} \sim (x_1 / x_1')^{1/2 - \rho} < 1$ (3б) т.е. квазистационарный спектр устанавливается при $\rho = 3.5$. Аналогично, если волны, отличающиеся по направлениям распространения, некогерентны также, как и волны разных $|x_1|$, то (3a) преобразуется к виду: $(x_1 / x_1')^{4-\rho} < 1$.

На конечной стадии релаксации, когда основным процессом поддержания более мелких неоднородностей, по-видимому, является процесс, близкий к удвоению пространственного периода, со временем должно наблюдаться укрупнение спектра (см. также (2)).

$$\delta T > \frac{D_3}{D'_3} \quad (\delta T \approx \delta N), \quad (4)$$

т. е., чтобы скорость линейной диффузии была ослаблена. Таким образом, мы вновь соприкасаемся с поднятым когда-то нами вопросом о несоответствии результатов эксперимента по релаксации искусственной турбулентности линейной теории униполярной диффузии. Действительно, как видно из приведенных выше данных, релаксация неоднородностей определяется скоростью поперечной электронной диффузии. Вместе с тем, согласно линейной теории, при данных вытянутостях неоднородностей она должна была соответствовать либо поперечной ионной, либо продольной электронной диффузии.

Отношение времен ионного и электронного поперечных процессов составляет величину $\frac{\nu_e \Omega_n}{\nu_{in} \omega_n} \sim 2 \cdot 10^{-3}$. Поэтому, если линейные процессы релаксации протекали бы амбиполярно (со скоростью поперечной электронной диффузии), а нелинейные со скоростями ионных диффузий, то можно было бы согласовать и приведенные выше неравенства для нелинейных процессов. В связи с этим заметим, что время нелинейной перекачки, как следует из (I),

$$\tau_{нл} \sim \frac{N_x}{N'_x \delta T D'_3 x_1'^2} \sim \left(\frac{x_1}{x_1'} \right)^{\frac{4-p}{2}} \frac{D_3}{D'_3 \delta T} \tau_{лр} \quad (5)$$

меньше времени линейной релаксации $\tau_{лр}$, если

$$\delta T > \frac{D_3}{D'_3} \left(\frac{x_1}{x_1'} \right)^{\frac{4-p}{2}}. \quad (5a)$$

Мы сейчас не будем подробней касаться этого вопроса. Заметим однако, что подобная ситуация может осуществляться, в частности, если за счет вариаций магнитного поля произойдет компенсация потенциального электрического поля. Сейчас же мы приступим к анализу экспериментальных данных с использованием эффективных коэффициентов процессов переноса. Запишем

$$\frac{\partial N_x}{\partial t} - \frac{Q'_x - Q_x}{\tau_{HA}} + \frac{N_x}{\tau_A} - \gamma_A N_x = 0. \quad (6)$$

Если предположить, что на начальном этапе скорость роста неоднородностей вне области энерговыделения (за счет воздействия мощным пучком радиоволн) связана с нелинейным процессом, то инкремент этого роста определяется временем τ_{HA} , которое в рамках (3а) и (5) пропорционально $\tau_{HA} \sim x_1^{-p/2-1}$ (или при выполнении (3б), (3в)

$\tau_{HA} \sim x_1$, $\tau_{HA} \sim x_1 - p/2$). Достижение максимума происходит при $Q_x = Q'_x$, т.е. при достижении условия (3а) или (3б, в), когда значение показателя спектра p заключено между 3 и 4. Таким образом, $\tau_{HA} \sim x_1^{-5/2}$ в первом и $\tau_{HA} \sim x_1^{-2}$ в третьем случаях (последнее видно и из (5), где при $p = 4$ $\tau_{HA} = \tau_{AP}$ - времени линейной релаксации, которое пропорционально x_1^2). С момента времени, при котором $p > 4$, может начаться процесс обратной перекачки, что при кратковременных воздействиях приведет к осциллирующему характеру в величине δN_x в области масштабов энерговыделения. Последнее наблюдается на эксперименте (см., например, /14/). Заметим, нелинейная перекачки должна иметь пороговые значения энерговыделения Q_p . Кроме того, как время τ_{HA} , так и период осциллирующей спектра δN_x обратно пропорциональны Q ($\tau_{HA} \sim p_3^{-1}$), хотя время достижения максимума может зависеть от p_3 весьма слабо.

Однако τ_{max} в значительной степени может определяться наличием более крупных дециметровых неоднородностей, т.е. предысторией нагрева. В этом случае

$$\tau_{HA} \sim \frac{N_x}{x_2^2 N_x \delta T_x} \quad (\delta T_x \sim \delta N_x),$$

где δT_x соответствует флуктуациям в области более крупных масштабов, что облегчает генерацию близких масштабов за счет взаимодействия $x = x_2 - x_c$, $x_c \ll x_2$ и их поддержание, а также уменьшает отток энергии в сторону меньших волновых чисел (больших масштабов) за счет более пологого спектра в этой области. Заметим, что на эксперименте действительно видны зависимости процесса генерации и релаксации мелкомасштабных неоднородностей от паузы

между воздействиями, длительность которой существенно превышает время релаксации исследуемого масштаба, т.е. определяется более крупными образованиями.

С другой стороны, более крупные образования могут влиять на дисперсионные характеристики и длину взаимодействия коротковолновых образований, уменьшая эффективность их взаимодействия.⁴⁾ Ясно, что эта эффективность уменьшается, если время взаимодействия становится меньшим по сравнению с $\tau_{нл}$, а длина взаимодействия — меньшей $l_{\perp} \sim x_{\perp}^{-1}$. Речь может идти, в частности, о различии фазовых скоростей на масштабе l_{\perp} , например, за счет флуктуирующих электрических полей:

$$\Delta v_{\phi} \tau_{нл} \sim \frac{\delta N v_d}{l_{\perp k_{\perp}}} l_{\perp} \tau_{нл} \approx l_{\perp},$$

что возможно при $\delta N > \frac{l_{\perp k_{\perp}}}{\tau_{нл} v_d} \sim 10^{-1}$ ($v_d \sim 10^4 \frac{\text{см}}{\text{с}}$, $\tau_{нл} \sim 1 \text{ с}$, $l_{\perp k_{\perp}} \approx x_{\perp}^{-1} \sim 10^3 \text{ см}$)

Возможна и "собственная" разница $\Delta v_{\phi c}$ фазовых скоростей взаимодействующих волн. Если такая разница существует, то, когда время взаимодействия $\tau \sim l_{\perp} / \Delta v_{\phi c}$ становится меньше $\tau_{нл}$, процесс генерации становится менее эффективным. При $\tau_{нл} \sim 0,5-1 \text{ с}$ это означает, что для неоднородностей $l_{\perp} = 3 \text{ м}$ $\Delta v_{\phi c}$ должно составлять 3-6 м/с, чтобы существенно ослабить процесс нелинейной перекачки.

В указанном свете динамика спектральных характеристик рассеянного сигнала может стать информационным параметром тестирования нелинейного взаимодействия возмущений. Выше отмечалось, что при кратковременных воздействиях спектр турбулентности достаточно узкий, расширяясь при $\tau \approx 1 \text{ с}$. Очевидно, что при малых временах (малых интенсивностях) взаимодействие, в основном, осуществляется между волнами близких x_{\perp} , где разница фазовых скоростей мала ($\Delta v_{\phi c} \sim \frac{\partial v_{\phi}}{\partial x_{\perp}} \Delta x_{\perp}$). При увеличении интенсивности неоднородностей в эффективное взаимодействие включаются волны с большой разностью Δx_{\perp} волновых чисел и наблюдаемый спектр рассеянных

⁴⁾ Влияние декаметровых неоднородностей так же сказывается, как уже сказывалось выше, на "доступ" энергии к уровню отражения, что может оказывать определенную роль на генерацию продольного тока.

турбулентностью сигналов должен увеличиваться. Такой процесс расширения спектра должен продолжаться примерно до стадии насыщения ($Q'_z = Q_z$).

При выключении источника турбулентности, когда ее интенсивность начинает уменьшаться, волны с разными U_Φ перестают эффективно взаимодействовать и частотный спектр рассеянных сигналов должен уменьшаться. Вопрос состоит в том, почему уже образовавшиеся сравнительно крупные возмущения с разными ΔU_Φ гибнут быстрее? Вспомним, что первая стадия релаксации широкого спектра соответствует первой стадии релаксации коротких импульсов, в то время как ИИТ с малым Δf - первой стадии стационарного спектра. Как отмечалось выше, первая стадия релаксации ИИТ при коротких импульсах, по-видимому, связана с отклонением спектра, то есть с дефицитом крупных неоднородностей. Вместе с тем, при таком дефиците ослаблена подпитка регистрируемых неоднородностей со стороны крупных масштабов, а линейная диффузия неоднородностей при инверсном спектре может быть более медленным процессом, чем их нелинейное затухание. При увеличении мощности коротких импульсов воздействия увеличивается и инверсность спектра, поэтому длительность первой стадии может стать более протяженной.

Таким образом, если допустить, что различие в фазовых скоростях неоднородностей проявляется только для ИИТ, меньшей определенного масштаба, например в области x_1 , где параметр $x_1 \rho_i$ (ρ_i - гирорадиус ионов) не очень мал, то можно ожидать, что инверсность $\Phi_N(x)$ с более широким частотным спектром будет большая, чем в случае $\Phi_N(x)$ с малым Δf . Тогда первая стадия релаксации ИИТ с большим частотным спектром будет соответствовать первой стадии релаксации коротких импульсов. Последнее окажется справедливым, если удастся это доказать для случая длительного нагрева. Заметим, что инверсность спектра в центре возмущенной области может оказаться выше, чем на ее периферии. Рассматривать другие причины более быстрой релаксации $\Phi_N(x)$ с большими Δf , например, более быстрый распад в родительские моды, по-видимому, пока преждевременно. Однако проведенные в данном разделе рассуждения позволяют наметить стратегию экспериментов по выявлению механизмов нелинейных взаимодействий возмущений и их роли в формировании спектра и его динамике. Тем более, что среди этих механизмов может реализоваться не тот (основанный на члене ∇NT), который был положен в

основу проведенного анализа. В частности, предстоит выяснить роль флуктуаций магнитного поля, о которых речь шла выше.

В заключение заметим, что совпадение второй стадии релаксации с большими Δt с релаксацией ИИТ квазистационарного спектра может отражать процесс линейной релаксации. На последующем этапе (как еще отмечалось в наших первых работах по мелкомасштабной искусственной турбулентности) релаксация может определяться с учетом перехода части энергии со стороны крупных масштабов. На этих этапах релаксация неоднородностей с различными частотными компонентами должна мало отличаться, если формирование наблюдаемых частотных компонент обусловлено различием движений в ВО, например за счет известной зависимости скорости \tilde{v} электродинамического дрейфа от распределения концентрации ($\tilde{v} \approx cE/N$, $\tilde{E} \approx E_0 \sqrt{1 + \frac{\Delta N}{N}}$, E_0 - внешнее электрическое поле, ΔN - отклонение концентрации от ее среднего значения N).

1. Беленов А.Ф. и др. // Изв. вузов. - Радиофизика. - 1977. - Т.20, № 12. - С.1805.
2. Ерухимов Л.М. и др. Экспериментальные исследования искусственной ионосферной турбулентности - В кн.: Тепловые нелинейные явления в плазме - Горький: ИПФ АН СССР, 1979. - С.7.
3. Ерухимов Л.М. и др. // Изв. вузов. - Радиофизика. - 1982. - Т.25, № 11. - С.1360.
4. Беленов А.Ф. и др. О динамике мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей // Препринт № 233. - Горький: НИРФИ, 1987.
5. Белей В.С. и др. Исследование рассеяния радиоволн на искусственной ионосферной турбулентности с помощью остронаправленных антенн // Препринт № 285. - Горький: НИРФИ, 1989.
6. Ерухимов Л.М. и др. Результаты экспериментальных исследований искусственной ионосферной турбулентности, полученные на нагревом стенде "Гиссар" // Препринт № 290. - Горький: НИРФИ, 1989.
7. Fialer P.A. // Radio Sci. - 1974. - V.9, N11. - P. 923.
8. Minkoff J., Kreppel R. // J. Geophys. Res. - 1976. - V.81, N16. - P.2844.
9. Hedberg A. et al. // Radio Sci. - 1983. - V.18, N6. - P.840.
10. Robinson T.B. // Phys. Reports. - 1989. - V.179, N2. - P.3.
11. Ерухимов Л.М., Фролов В.Л. Результаты экспериментальных ис-

- следований свойства искусственной ионосферной турбулентности на начальной стадии взаимодействия мощного радиоизлучения с плазмой F-слоя ионосферы // Препринт № 284.-Горький: НИРФИ, 1989.
12. Ерухимов Л.М. и др. // Изв. вузов - Радиофизика. -1981. -Т.24, № .-С.845.
 13. Ерухимов Л.М. и др. // Изв. вузов - Радиофизика. -1978. -Т.21, № 12.-С.1738.
 14. Насыров А.М., Стрекалов В.А. Всесоюзный симпозиум "Ионосфера и взаимодействие декаметровых радиоволн с ионосферной плазмой.-Тезисы докладов. Ч.1.-Москва, 1989.-С.56.
 15. Зозин В.А. и др. // Геомагн. и астрономия.-1987.-Т.27, № 6.-С.942.
 16. Коровин А.В. и др. // Изв. вузов - Радиофизика.-1982.-Т.25, № 3.-С.277.
 17. Беликович В.В. и др. // Изв. вузов - Радиофизика.-1988.-Т.31, № 3.-С.251.
 18. Ерухимов Л.М. и др. // Изв. вузов - Радиофизика.-1987.-Т.30, № 2. - С.208.
 19. Фролов В.Л. // Изв. вузов - Радиофизика.- 1988.-Т.31, № 10.-С.1164.
 20. Коровин А.В. и др. // Изв. вузов - Радиофизика.-1981.-Т.24, № 6.-С.675.
 21. Алебастров В.А. и др. Результаты исследований искусственной ионосферной турбулентности методами наклонного радиозондирования ионосферы // Препринт № 173.-Горький: НИРФИ, 1983.
 22. Allen E.M. et al. // Radio Sci. - 1974. - V.9, N 11. - P.905.
 23. Duncan L.M., Behnke R.A. // Phys.Rev.Lett. - 1978. - V.41, N 14. - P.998.
 24. Белов И.Ф. и др. Экспериментальный комплекс Сура для исследования искусственных возмущений ионосферы // Препринт № 167.-Горький: НИРФИ, 1983.
 25. Васьков В.В. и др. // Геомагн. и Астрономия.-1981.-Т.21, № 6.-

26. Грач С.М. и др. Тепловая параметрическая неустойчивость в ионосферной плазме. В сб.: Тепловые и нелинейные явления в плазме. - Горький: ИПФ АН СССР, 1979. - С. 46.
Васьков В.В., Гуревич А.В. Самофокусирующая и резонансные неустойчивости в Г-области ионосферы. Там же с. 81.
27. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику 4.2. - М.: Наука, 1978.
28. Фролов В.Л. // Изв. вузов - Радиофизика. - 1981. - Т. 24, № 5. - С. 529.
29. Караштин А.Н., Цимринг М.М. Двухмодовый режим диффузионных неустойчивостей в неоднородной магнитоактивной плазме. Тезисы докладов Всесоюзного симпозиума "Ионосфера и взаимодействие дециметровых радиоволн с ионосферной плазмой", М., 1989. Ч. I. - С. 67.

Дата поступления статьи
26 сентября 1990 г.

PECULIARITIES OF ARTIFICIAL SMALL-SCALE IONOSPHERIC IRREGULARITY DYNAMICS AT LARGE POWER OF THE HEATING WAVE

Belenov A.F., Erukhimov L.M., Frolov V.L., Sergeev E.N.

Radiophysical Research Institute, Lyadov Street 25, N-Novgorod,
USSR

1. Introduction

In this article new experimental data on generation and decay of ASII ($h'_{\perp} \approx 50$ m) at large power levels of pumping wave (PW) ($\tilde{P}_{\text{eff}} \approx 50 - 150$ MW) are summarized. It has been established [1-24] that ASII dynamics is determined by the power and frequency of PW, the presence of the natural or artificial ionospheric disturbance, altitude of the wave reflection and the significance of the local plasma density gradient here, the position of irregularities inside the disturbed volume, time and ionospheric conditions.

We shall consider here the experimental results only, being obtained in day-time and evening hours at PW frequencies $f_{\text{PW}} \approx 5-6$ MHz, since under these conditions the largest amount of measurements have been performed.

2. General peculiarities of ASII dynamics

2.1. ASII properties at the initial stage of their development.

The generation of ASII is observed only when the heating wave power exceeds a threshold: $\tilde{P}_{\text{th}} \approx 0.5$ MW or $E_{\text{th}} \approx 0.04 \frac{\text{V}}{\text{m}}$ at altitudes near the PW reflected level. For the power intervals of

* Magnitudes of \tilde{P}_{eff} are given taking into account the linear radio wave absorption in the lower ionospheric layers. ASII- small-scale ionospheric irregularities.

$0,5 \lesssim \tilde{P}_{\text{eff}} \lesssim 5 \text{ MW}$ a gradual increase of the irregularity intensity occurs up to the saturation with the growth time $\tau_1 \approx 5-30 \text{ s}$ ($\tau_1 \propto \tilde{P}_{\text{eff}}^{-1}$). For $\tilde{P}_{\text{eff}} \gtrsim 5-10 \text{ MW}$ we begin to register a very fast increase of ASII intensity with some delay time after the heater on.

Fig.1 presents the oscillogram of the scattered signal amplitude for the irregularity scale length of $l_{\perp} \approx 3 \text{ m}$ (a), and the averaged curve of this observation period (b). Here the heating wave regime is 10 s when the transmitter on and 40 s when the transmitter off.

It is seen that after the delay time of $t_0 \approx 0.3 \text{ s}$ the intensity of the scattered signal at first increases exponentially $A \propto e^{\gamma t}$. For ASII with $l_{\perp} \approx 3 \text{ m}$ and at $\tilde{P}_{\text{eff}} \approx 60-100 \text{ MW}$ the measured value of γ is equal to $\sim 1-5 \text{ s}^{-1}$. It reduces quickly with the increase of irregularity size l_{\perp} : $\gamma \propto l_{\perp}^{-2}$. According to /4/ the observed delay time t_0 is determined by the terminal time of the energy transformation from PW to small-scale turbulence. It is established that $t_0 \propto l_{\perp}$ as well as $t_0 \propto \tilde{P}_{\text{eff}}^{-1}$ with the value $t_0 \approx 50-100 \text{ ms}$ at $l_{\perp} \approx 3 \text{ m}$ and $\tilde{P}_{\text{eff}} \approx 100 \text{ MW}$.

At $\tilde{P}_{\text{eff}} \approx 100 \text{ MW}$ the ASII stationary state occurs in $t_4 \approx 1-2 \text{ s}$ and $\sim 5-10 \text{ s}$ after the heater on for $l_{\perp} \approx 3 \text{ m}$ and $\sim 10-15 \text{ m}$, accordingly. The time t_1 depends on the heater power as $t_1 \propto \tilde{P}_{\text{eff}}^{-\delta}$ with $\delta \approx 0.5 - 1$.

In fig.1a the maximum of the scattered signal intensity is seen clearly in the first seconds after the heater on. It is the usual situation for ASII with the size $l_{\perp} \lesssim 3 \text{ m}$ at the heating

power $\tilde{P}_{\text{eff}} \approx 20 \text{ MW} / 12/$. Such a maximum is not observed for irregularities with sizes $l_{\perp} \approx 7 - 10 \text{ m}$ where there is a gradual increase of their intensity up to the stationary state. It is important that the development of ASII with sizes $l_{\perp} \approx 10-20 \text{ m}$ leads to decrease of the irregularity intensity with $l_{\perp} \leq 3 \text{ m}$ (see Fig.2) .Fig.3 shows the restoration of a higher level of the backscattered signals for 3m-irregularities at the pulse regime of PW radiation with 1 s of the heating on and 4 s - off, after a long period of the ionosphere modification is finished.

2.2. Properties of the scattered signal amplitude fluctuations

In this part we shall analyse the experimental results of the spectral characteristics of scattered signals. Figs.1a,2 show that the frequency of amplitude fluctuations increases during the heating period. This corresponds to the expansion of the frequency spectrum. For 3m-irregularities the growth of amplitude fluctuation frequency coincides in time with the scattered amplitude depression. In Fig.4 oscillograms are given for the first and fifth heating pulses in PW radiation regime with 5s of heating on and 5s of heating off. Here the frequency fluctuations is by 3-4 times higher in the fifth pulse than in the first one.

Fig.5 shows the dynamics of the spectrum of amplitude fluctuation scattered signal by ASII with $l_{\perp} \approx 13 \text{ m} / 5/$. It is seen here that the spectrum expands with the development of ASII and narrows in their relaxation stage of stationary turbulence.

The observed value of the spectrum expansion cannot be explained by the Doppler-effect for which

$$\Delta F_d \approx f \frac{v_{\perp} \theta}{c},$$

where f is a sounding signal frequency, v_{\perp} is the transversal to the line-of-sight component of ASII drift velocity, c is the light velocity, θ is the angular dimension of the disturbed volume relative to the observed point. For $v_{\perp} \approx 30$ m/s, $f \approx 50$ MHz, $\theta \approx 0.06$ rad we have $\Delta F_d \approx 0.25$ Hz. It is about ten times less than the spectrum width of the stationary state of the scattered amplitude fluctuations. We suppose that the spectrum width is due to scattering by nonstationary turbulence and it is determined by growth and decay times of the scattering irregularities /27/. We have for 3m-irregularities $\gamma^{-1} \approx 0.25$ s and decay time of about 0.3 - 1s (see part 2.4). Therefore, we can easily explain the spectrum width $\Delta F \approx 4$ Hz which is observed in our experiments. Since ASII growth and decay times rise with the increase of the irregularity scale length l_{\perp} we have here the decrease of ΔF .

Above we suppose the finiteness of the life-time for artificial small-scale irregularities even during "continuous" heating. This is an important assumption.

It is observed often (see Fig.5) a splitting of the scattered signal spectrum when we can see the appearance of two or three maxima. The dependence of the frequency shift of these maxima $\delta\omega$ on the scattered irregularity wave number $\alpha_{\perp} = \frac{2\pi}{l_{\perp}}$ is shown in Fig.6. We have the dispersion law $\delta\omega = v\alpha_{\perp}$ with

$v \approx 3$ m/s. It is supposed that such splitting of the spectrum indicates the existence of the radial component of the drift velocity of the ionospheric plasma during its heating.

2.3 One peculiarity of 3m-irregularity development

Sometimes after the preliminary short-pulse heating of the ionospheric plasma, a scattered signal of a specific form is observed which is characterized by the absence of fast amplitude fluctuations. In most cases its duration does not exceed 1-3 s after the heater on and it is registered during the fast anomalous absorption development. Fig.7 presents examples of such signals. We have observed the appearance of these nonfluctuating scattered signals only at PW power $\tilde{P}_{eff} \approx 60$ MW and only for ASII with $l_{\perp} \approx 3$ m scale length; for the artificial irregularities with $l_{\perp} \approx 10-15$ m this type of scattered signals is absent. Furthermore, ^{for} the overheated ionospheric plasma when a high level of the artificial turbulence takes place in the disturbed volume, we had observed only the usual type of the scattered signal.

It is assumed that these experiments indicate to the existence of the intensive initial irregularities with $l_{\perp} \approx 3$ m scale length when the decametric artificial irregularities are not excited. According to /4,11,19/ the development of small-scale irregularities near the upper-hybrid resonance level is determined directly by the generation of irregularities with $l_{\perp} \approx \leq 3$ m at PW reflection altitude.

2.4 Characteristics of ASII relaxation

Properties of ASII relaxation are investigated in /1-10, 15, 17-19/. It was established that a rate of the irregularity decay is determined by the development level of the artificial turbulence. For the saturated small-scale turbulence the decay time τ_d depends on l_{\perp} as:

$$\tau_d \propto l_{\perp}^{\alpha} \quad \text{with } \alpha \approx \begin{cases} 2 & \text{for } l_{\perp} < l_{\perp}^* \\ 0.5 & \text{for } l_{\perp} > l_{\perp}^* \end{cases},$$

where $\tau_d \approx 5-10$ s for $l_{\perp}^* \approx 7-10$ m. For $l_{\perp} < l_{\perp}^*$ the rate of ASII relaxation is defined by the transversal electron ambipolar diffusion with the coefficient $D_{a_{\perp}} \approx \frac{(T_e + T_i) v_{Te}}{m_e \omega_{He}^2} \approx 20 \cdot 10^3 \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$. For $l_{\perp} > l_{\perp}^*$ the relaxation is defined by ion longitudinal ambipolar diffusion with the coefficient $D_{a_{\parallel}} \approx \frac{T_e + T_i}{M_i v_{in}} \approx 10^{10} \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$. Often in some seconds after the heater off a slowing of the relaxation rate is observed to $D \approx (0.5-1) 10^3 \text{cm}^2/\text{s}$. Such slowing of the artificial turbulence relaxation can indicate to the existence of the energy flow to small-scale irregularities from larger scale artificial irregularities.

Fig. 8a,b show the time dependence of the scattered signal intensity for short-pulse PW radiation when the turbulence does not reach its saturation /4,5,14,15/. This situation occurs for enough short PW pulse length $\tau_{HF} \leq 3$ s by $\tilde{P}_{eff} \approx 20$ MW. In this case the development of ASII lasts $\Delta t \approx 1$ s after the heater off ($t = 0$ in Fig.8). The relaxation of this nonsaturated turbulence has at first a greater decay rate in comparison

with the rate for the stationary state which is settled after a long period of the ionospheric plasma modification ("continuous" heating). This fast relaxation state lasts no more than 1s. Then the relaxation rate decreases to the corresponding stationary state condition for ASII generation. The observed relaxation properties testify to the anomalous diffusion of such artificial plasma formation associated with the instability of initial plasma formation.

Fig.9 shows the time dependence of two spectral components of the scattered signal referred to the frequency of the spectral maximum (curve 1) and for 2 Hz frequency shift to the periphery of the spectrum (curve 2). It is seen that the wide-band spectrum component relaxates at the beginning faster (with $D = 8.8 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/\text{s}$) than its central component (for which $D = 3.8 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/\text{s}$). At the next slower relaxation stage the decay rate is the same for all spectral components (here $D = 10^3 \text{ cm}^2/\text{s}$). The comparison between the data in Fig.8 and 9 shows that the faster relaxation of the wide-band spectral component corresponds to the first faster relaxation stage of the nonsaturated turbulence.

III. ASII spectral character

3.1. Dynamics of ASII spectrum

Fig.10a shows averaged curves for scattered signal amplitudes by ASII with sizes $f_{\perp} \approx 3\text{m}$ and 13m , as well as the anomalous absorption for PW. It is clear that the generation of 3m -irregularities coincides with the fast stage anomalous absorption development ($\tau_{\text{FAA}} \approx 0.5\text{s}$) while at the stage of the decametric

irregularity generation we observe the subsequent slower development of PW anomalous absorption ($\tau_{SAA} \approx 5s$).

We suppose that the stationary spectrum of the small-scale artificial turbulence has the form:

$$\Phi_N(x_{\perp}) \propto x_{\perp}^{-\rho_0}$$

with $\rho_0 \approx 3$ in the scale length interval $l_{\perp} \approx 3-13$ m/2, 12, 17-19/. It is easy to calculate the magnitude ρ at the stage of ASII development. The result of the calculation is given in Fig.10b. We have here the negative value of the index ρ during all period of anomalous absorption development. Since for irregularities with the size $l_{\perp} \approx 3m$ the index $\rho_0 \approx 5$ growing faster with the decrease of l_{\perp} there is an inverted spectrum $\Phi_N(x_{\perp})$ with its maximum at ASII of about $l_{\perp} \approx 3m$ scale length.

3.2. The dependence of ASII stationary intensity on heating power

It is known that the growth of PW intensity leads to the disturbed volume expansion. This determines additionally an increase of the backscattered signal intensity. We have used two regimes for PW radiation, a true dependence $\Phi_N(x_{\perp})$ on \tilde{P}_{eff} to get by the heating facility "Sura". In the first case (a coherent space composition of wave amplitudes) we had narrow antenna beam. In the incoherent space composition of wave amplitudes the antenna beam dimensions are about three times wider in the meridional direction than the former one /24/.

Fig.11 presents the dependence of the scattered signal intensity on the heating wave power for ASII sizes $l_{\perp} \approx 2.5$ m

and 6m. Here we used a normalization of the data to $A_{S_1}^2$ which corresponds to the scattered intensity when only one of three heating transmitters was turn on. We have the power-full dependence of A_S^2 on \tilde{P}_{eff} in all cases: $A_S^2 \propto \tilde{P}_{eff}^\beta$ where the mean magnitudes of β are given in Table 1.

	coherent	incoherent
$l_\perp = 2.5$ m	0.5	0.8
$l_\perp = 6$ m	0.7	1.0

Using the data we can determine the true dependence of $\Phi_N(x_\perp)$ on \tilde{P}_{eff} : $\Phi_N(x_\perp) \propto \tilde{P}_{eff}^{\beta_0}$ where $\beta_0 \approx 0.7$ and 0.9 , respectively for $l_\perp \approx 2.5$ m and 6 m. Thus, there is a weaker dependence of 3m-irregularity intensity on \tilde{P}_{eff} in comparison with decametric irregularities.

One of the aim of the analysis made is related with investigation of a possibility of modelling of the process of the ionospheric turbulence spatial spectrum formation due to the energy pump over disturbances having different wave numbers.

For the basis we accept that at large modification powers ($\tilde{P}_{eff} > 20$ MW) the initial spectrum of the turbulence is the inverted one and assume for definiteness that the energy inflow into disturbances with wave numbers in the interval $x_\perp \pm dx_\perp$ is due to the transverse diffusion. Then

$$\frac{\partial N_x}{\partial t} + D'_{eff} \int x_\perp'^2 T_{x'} N_{xx'} dx' + x_\perp^2 D_{eff} N_x - \gamma N_x = 0, \quad (1)$$

where γ is the linear increment, the second and third members of the equation describe the processes of inflow and outflow of the energy from the interval $x-dx$, respectively. Conventionally we shall assume that the coefficient D'_{eff} differs from the coefficient of the linear diffusion D_{eff} .

Evidently, the nonlinear mechanism of the energy inflow can be essential if it exceeds the linear diffusion or the nonlinear energy outflow, i.e. in fulfilling inequalities of the type:

$$x_1'^2 N_x' \delta T' > x_1^2 N_x \frac{D_{eff}}{D'_{eff}}, \quad x_1'^2 N_x' \delta T' > x_1^2 N_x \delta T, \quad D'_{eff} \delta T > D_{eff}. \quad (2)$$

The first inequality for the power spectrum form $\Phi_N(x) = \delta N^2 \alpha x_1^{-p}$ is transformed to the form

$$\delta T > \left(\frac{x_1}{x_1'} \right)^{\frac{4-p}{2}} \frac{D_{eff}}{D'_{eff}}.$$

From here it follows that even for $D_{eff} \approx D'_{eff}$ the energy pumping in the region x can be provided both from larger wave numbers x_1' (especially for $p < 0$) and from $x_1' < x_1$ (for $p > 4$).

When the chosen scheme is adequate, the support of smaller irregularities at the expense of larger ones for $p > 4$ can take place at $D'_{eff} \gg D_{eff}$. From the second inequality (2) follows that

$$\frac{\delta T'}{\delta T} > \left(\frac{x}{x'} \right)^{\frac{4-p}{2}},$$

i.e. the nonlinear outflow of the energy can wittingly exceed its inflow at $p < 0$. Since for two-dimensional turbulence

$\delta T' \sim T_{\alpha'} \alpha'_{\perp} \Delta \alpha \sim T_{\alpha'} \alpha'_{\perp} \alpha_{\perp}$, then the latter takes place when $\frac{N_{\alpha'} \alpha'_{\perp}}{N_{\alpha} \alpha_{\perp}} \sim \left(\frac{\alpha'_{\perp}}{\alpha_{\perp}}\right)^{3-\rho} < 1$ (or for $\alpha'_{\perp} > \alpha_{\perp}$ at $\rho < 3$). According to the third inequality the nonlinear relaxation exceeds the linear one if

$$\delta T > D_{eff} / D'_{eff}, \quad \delta T \sim \delta N,$$

i.e. if $D_{eff} \ll D'_{eff}$. For example, the given scheme would be realized if D'_{eff} were approximately equal to the coefficient of transverse ion diffusion and D_{eff} - to the coefficient of transverse electron diffusion (see part 1 above). Here the characteristic time τ_{nl} of the nonlinear pumping is less than the time τ_{ℓ} of the linear relaxation at $\delta T > \frac{D_{eff}}{D'_{eff}} \left(\frac{\alpha_{\perp}}{\alpha'_{\perp}}\right)^{\frac{4-\rho}{2}}$. Let us write eq.(1) in the form:

$$\frac{\partial N_{\alpha}}{\partial t} - (Q'_{\alpha} - Q_{\alpha}) + \frac{N_{\alpha}}{\tau_{\ell}} - \gamma_{\ell} N_{\alpha} = 0.$$

Quasi-stationary maximum N_{α} ($\frac{\partial N_{\alpha}}{\partial t} = \gamma_{\ell} N_{\alpha} = 0$) takes place at $Q'_{\alpha} = Q_{\alpha}$ at $3 < \rho < 4$ ($\tau_{nl} \sim \alpha^{-\rho}$, $5/2 \leq \rho \leq 2$).

Beginning from a moment of time when ρ becomes larger than 4, the process of the energy pumping can start from larger scales, and in the general case the process can be of oscillating in time character. Note, that $\tau_{nl} \propto \rho_{eff}^{-1}$, i.e. inversely proportional to the initial energy release. It is also evident that the time of the maximum δN_{α}^2 must be determined by the value δN in the region of larger scales, i.e. from the pause between the successions of action. Intensive large irregularities can lead to breaking of phase synchronism of three-wave interaction of disturbances. Besides, if there is a difference

between phase velocities Δv_{ph} of interacting waves, then the time of effective disturbance interaction $\tau \sim \frac{l_{\perp}}{\Delta v_{ph}}$ can be smaller than τ_{nl} that results also in attenuation of nonlinear pumping (for $\tau_{nl} \sim 0.5 - 1$ s and $l_{\perp} \sim 3$ m Δv_{ph} must be here $\sim 3-6$ m/s) In this connection the dynamics of the spectral characteristics of signals scattered by the turbulence can give information on the nonlinear interactions of disturbances. One can show that the above dynamics of the frequency spectrum of scattered signals may be a good argument in favour of nonlinear processes of interaction of artificial ionospheric turbulence.