

П р е п р и н т N 367

О ВОЗМОЖНОСТЯХ ИССЛЕДОВАНИЯ
ИСКУССТВЕННОЙ ИОНОСФЕРНОЙ
ТУРБУЛЕНТНОСТИ С ПОМОЩЬЮ
ИСКУССТВЕННОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ
ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ.

II. *Результаты численного моделирования.*

Шварц М. М.
Грач С. М.
Сергеев Е. Н.
Фролов В. Л.

Шварц М. М., Грач С. М., Сергеев Е. Н., Фролов В. Л.

О ВОЗМОЖНОСТЯХ ИССЛЕДОВАНИЯ ИСКУССТВЕННОЙ ИОНОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ С ПОМОЩЬЮ ИСКУССТВЕННОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ.

II. Результаты численного моделирования.

Препринт N 367. – Нижний Новгород: НИРФИ, 1993. – 60 с.

Приведены результаты численного моделирования динамики широкополосной компоненты искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ) на основе механизма её генерации, связанного с двойной трансформацией волн при их рассеянии на мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностях (МИИН). Широкий спектр излучения связан при этом с индуцированным рассеянием плазменных волн, возникающих в процессе такой трансформации, на тепловых ионах. Численное моделирование проводилось на основе эмпирической модели развития и релаксации МИИН различных масштабов. Исследовано влияние на эволюцию ИРИ интегральной интенсивности МИИН, их спектральных характеристик, мощности волны накачки, степени неоднородности слоя плазмы в области двойной трансформации. Полученные результаты согласуются с экспериментальными данными, что открывает возможности развития новых методов диагностики параметров искусственной плазменной турбулентности.

1. Введение.

В настоящей работе представлены результаты численного моделирования искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ), или как его называют в западной литературе – ‘*Stimulated Electromagnetic Emission*’ (SEE). Это излучение возникает в результате генерации под действием падающей на ионосферу мощной высокочастотной электромагнитной волны вторичных электромагнитных волн в широком диапазоне частот вокруг частоты волны накачки (ВН) f_0 , интенсивность которых оказывается более чем на 50–60 дБ ниже амплитуды сигнала отраженной мощной волны.

ИРИ было впервые обнаружено при наблюдениях на нагревном стенде Зименки (Россия) [1] и несколько позже независимо на стенде в Тромсё (Сев. Норвегия) [2]. В дальнейшем оно изучалось различными исследовательскими группами на нагревных стендах Аресибо (Пуэрто-Рико), Фэйрбенкс (Аляска), Тромсё (Сев. Норвегия), Сура (Васильсурск), Зименки (Нижний Новгород), Гиссар (Душанбе) и стенде Института Радио (Москва). В этих измерениях были исследованы спектральная структура ИРИ и ее зависимость от частоты волны накачки [3] – [10]; проведены измерения характеристик ИРИ одновременно с другими методами диагно-

стики возмущенной ионосферы [7], [11] – [14]; изучена временная динамика различных компонент ИРИ [4] – [7], [14], [15]. Для объяснения механизмов генерации различных спектральных компонент ИРИ был предложен ряд физических моделей [3], [7], [16] – [26].

В настоящей работе на основе механизма генерации ИРИ, предложенного в [17], численно промоделировано поведение широкополосной компоненты излучения ('broad continuum' согласно классификации, использованной в [10]) и проведено детальное сопоставление результатов численного счёта с данными экспериментов, полученными на нагревом стенде 'Сура' (Васильсурск) с применением специальных диагностических режимов зондирования возмущенной области (ВО) ионосферы [27], [28]. Для моделирования использовалась эмпирическая модель спектральных и временных характеристик вытянутых вдоль магнитного поля мелкомасштабных ($l_{\perp} \leq c/f_0 = \lambda_0$, λ_0 – длина ВН в вакууме) искусственных ионосферных неоднородностей (МИИН), разработанная на основе экспериментальных данных по ракурсному рассеянию радиоволн КВ и УКВ диапазонов [29] – [34], [40]. На основе проведенного сопоставления сделаны выводы о влиянии различных параметров искусственной ионосферной турбулентности (ИИТ) на генерацию широкополосной компоненты и показана возможность диагностики ИИТ с помощью ИРИ.

Во втором разделе работы кратко описаны наблюдаемые на эксперименте основные свойства широкополосной компоненты ИРИ и механизм ее генерации. В третьем разделе представлена используемая в расчетах детально разработанная эмпирическая модель спектра МИИН. В четвертом разделе приведены результаты численного моделирования динамики ИРИ при различных параметрах ИИТ. В пятом разделе проведено обсуждение полученных результатов и сопоставление численного счёта с данными экспериментов.

2. Характеристики широкополосной компоненты излучения и модель её генерации.

Широкополосная компонента в спектре ИРИ представляет собой ассиметричное шумовое излучение, наблюдающееся в интервале частот $f_0 - (100 \div 120 \text{ кГц}) \leq f < f_0$, интенсивность которого убывает с увеличением отстройки $\Delta f^- = f_{\text{ИРИ}} - f_0$ [3], [5] – [10]. Эта компонента излучения наряду с главным спектральным максимумом ('downshifted maximum' (DM) по классификации [3], [10]) является наиболее интенсивной в области частот f_0 между гармониками электронной циклотронной частоты [10]. Пример типичного спектра ИРИ в этом случае представлен на рис. 1.

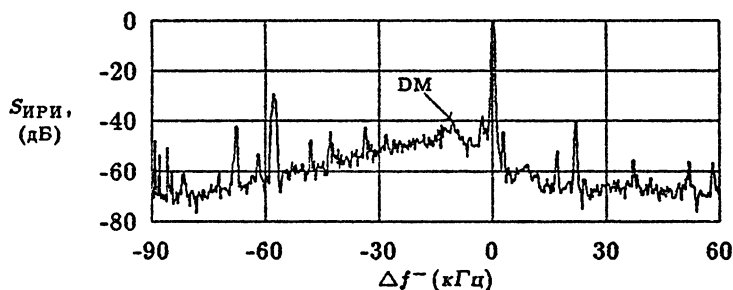


Рис.1 Пример стационарного спектра ИРИ для частоты ВН $f_0 = 5828 \text{ кГц}$, полученного в эксперименте 23.09.91, 14:38:17 LT на стенде 'Сура' [7].

Характерное время развития широкополосной компоненты составляет 0.5 – 20 с. в зависимости от мощности ВН, коррелируя с временем развития МИИН [7], [14]. Механизм её генерации, связанный с возбуждением МИИН вблизи уровня отражения ВН, был предложен в [17]. Согласно [17], генерация ИРИ происходит в четыре этапа по следующей схеме:

1) Генерация верхнегибридных (высокочастотных) плазменных волн и МИИН в процессе возбуждения тепловой параметрической неустойчивости мощной электромагнитной волной в магнитоактивной плазме, которая развивается

вблизи уровня верхнего гибридного резонанса ВН $\omega_{pe}^2 = \omega_0^2 + \omega_{ce}^2$, где ω_{pe} – плазменная частота, $\omega_0 = 2\pi f_0$, $\omega_{ce} = \frac{eH}{mc}$ – гирочастота электронов.

2) Многократное рассеяние верхнегибридных волн на неоднородностях плотности плазмы, в результате которого формируется широкий пространственный спектр плазменных волн в пространстве волновых векторов.

3) Индуцированное рассеяние верхнегибридных волн на тепловых ионах, приводящее к образованию широкого частотного спектра плазменных волн.

4) Конверсия плазменных волн в электромагнитные на МИИН – генерация ИРИ.

В [17] для вычисления характеристик плазменной турбулентности вблизи уровня верхнегибридного резонанса использовались результаты исследований по тепловой параметрической неустойчивости, полученные для стационарного состояния в приближении слабой турбулентности [35]. При решении поставленной задачи индуцированное рассеяние плазменных волн на ионах рассчитывалось для их трехмерного пространственного спектра, а трансформация плазменных волн в электромагнитные вычислялась на основе уравнения переноса для спектральной плотности энергии излучения в линейном слое плазмы с учетом условий пространственного и временного синхронизма взаимодействующих волн. В этом случае зависимость интегральной плотности энергии плазменных волн $W = \int W_{k_{\perp}} dk_{\perp}$ от высоты z и времени t может быть записана в виде [17]:

$$W(z, t) = \frac{\pi a W_0 \exp\{-G(\vec{\alpha}(z = z_c, \omega_0))\} n_{\vec{\alpha}(z=z_c, \omega_0)}^2(t)}{\nu \partial z / \partial \alpha^2(z = z_c, \omega_0)}, \quad (1)$$

где $a = \pi \omega_0 L / 2N^2$, $L = N(dN/dz)^{-1}$ – масштаб неоднородности плазменного слоя, N – плотность плазмы, $\vec{\alpha}$ – волновой вектор решетки рассеивающих неоднородностей с масштабами l_{\perp} ($|\vec{\alpha}| = 2\pi/l_{\perp}$), ν_t – вертикальная компонента груп-

повой скорости волны накачки (на уровне ВГР $v_t \approx \frac{c}{2}$), z_c – точка, в которой выполнены условия пространственного синхронизма для волны накачки, верхнегибридных волн и решётки неоднородностей с пространственным масштабом $|\vec{\alpha}|$ (положение z_c однозначно определяется значениями $|\vec{\alpha}|$ и ω_0 согласно дисперсионным свойствам верхнегибридных волн [17]), $n_{\vec{\alpha}}^2$ – спектральная плотность интенсивности неоднородностей, W_0 – плотность энергии волны накачки на входе в ВО¹, ν – декремент затухания плазменных волн, который здесь мы полагаем совпадающим с частотой электронных столкновений ν_e , G – текущее аномальное ослабление (АО) ВН:

$$G(\alpha(z, \omega_p)) = \frac{a}{v_t} \int_{\alpha(z)}^{\infty} n_{\alpha}^2 d\alpha.$$

Здесь аномальное ослабление определяется потерями энергии ВН в результате трансформации последней в верхнегибридные волны на МИИН. Полное аномальное ослабление отраженной от ионосферы ВН составляет:

$$2G_m = 2 \frac{a}{v_t} \int_{\frac{2\pi}{\lambda_0}}^{\infty} n_{\alpha}^2 d\alpha$$

Положение точки синхронизма z_c определяется из дисперсионного уравнения верхнегибридных волн при $\omega = \omega_0$, $k_{\parallel} = |\vec{k}_0|$, $k_{\perp} = |\vec{\alpha}|$ [17]:

$$3uvk^4 \rho_e^2 - (1-u-v-uv \frac{k_{\parallel}^2}{k^2})k^2 + [2(1-v)^2 + uv \frac{k_{\parallel}^2}{k^2} - u(2-v)]k_0^2 = 0,$$

где ω , k_{\parallel} , и k_{\perp} – частота и компоненты волнового вектора плазменной волны, ρ_e – гирорадиус электронов $v = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$, $u = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$, $k^2 = k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2$, индексы \parallel и \perp определяют продольное и поперечное относительно магнитного поля \vec{H} направления,

¹ Величина $W_0 = \frac{E^2}{8\pi}$, где $E = 1 \times 10^{-5} \sqrt{P/R}$, P – эффективная мощность ВН с учетом регулярного поглощения в D-слое (в кВт), R – высота возмущенной области (в км.)

\vec{k}_0 – волновой вектор ВН. При расчетах полагалось, что $\vec{k}_0 \parallel \vec{H} \parallel \nabla N \parallel z$.

В типичных условиях экспериментов по модификации ионосферы величина W является достаточно большой, чтобы превысить порог индуцированного рассеяния верхнегибридных волн на ионах $W_{th} = \nu_e N T_e / \alpha_m \omega_0$ ($\alpha_m \sim 0.05$ при $T_e/T_i = 1$, $T_{e,i}$ – температура электронов и ионов) [17], [35]. Это приводит к интенсивной перекачке энергии верхнегибридных волн в область частот $\omega < \omega_0$. Процесс индуцированного рассеяния верхнегибридных волн на ионах исследовался для трехмерного спектра в \vec{k} -пространстве [36]. Было показано, что для равномерного распределения плазменных волн на заданной частоте имеет место дифференциальная перекачка, в результате чего их спектр становится непрерывным. В этом случае выражение для спектральной плотности энергии верхнегибридных волн принимает вид:

$$W_\omega(z) = \frac{W_{th}}{\delta\omega_s} \left\{ \sqrt{\frac{2W(z)}{W_{th}}} - \frac{\Delta\omega}{\delta\omega_s} \right\}, \quad (2)$$

где $\delta\omega_s = 2\pi\delta f_s \sim 3k_m v_{Ti}$ – характерный шаг перекачки по частоте в процессе индуцированного рассеяния ($\delta f_s \sim 5 \text{ kHz}$), k_m – максимально возможное значение поперечного волнового числа верхнегибридных волн вблизи уровня верхнего гибридного резонанса ($k_m \rho_e \sim 0.3$), v_{Ti} – тепловая скорость ионов, $\Delta\omega = 2\pi\Delta f = \omega_0 - \omega$. Величина надпороговости W/W_{th} определяет характерный интервал волновых чисел МИИН, участвующих в генерации отдельных спектральных компонент верхнегибридных плазменных волн.

Согласно (2), ширина спектра плазменных волн определяется из условия $W_\omega = 0$ и равна:

$$\Delta\omega_{max}(z) = \delta\omega_s \sqrt{\frac{2W(z)}{W_{th}}} \quad (3)$$

Плотность потока принимаемого излучения на частоте ω

определяется следующим соотношением [17]:

$$S_{ИРИ}(\Delta\omega) = \frac{Sc}{\delta\omega_s} \frac{k_0^2}{k_m^2} \frac{v_z}{v_t} W_{th} J\left[\frac{\partial p \Gamma}{cM^2}\right] =$$

$$\frac{k_0^2}{k_m^2} \frac{v_z}{v_t} Sc \int_{\alpha_{1min}}^{\alpha_{1max}} \frac{a}{v_t} n_{\alpha_1(z,\omega)}^2 \exp\{-G[\alpha_1(z,\omega)]\} W_\omega d\alpha_1, \quad (4)$$

где v_t и v_z – вертикальные компоненты групповой скорости волны накачки и верхнегибридных волн соответственно ($\frac{v_t}{v_z} \sim 2 \times 10^{-4}$), α_1 – волновые вектора решеток неоднородностей, на которых верхнегибридные волны рассеиваются в электромагнитные, $G[\alpha_1(z,\omega)]$ – текущее значение АО спектральной компоненты ИРИ, S – коэффициент, определяемый угловыми размерами возмущенной области из точки наблюдения (на эксперименте обычно $S \sim 5 \times 10^{-2}$). Имеющая место зависимость z_c от α и ω позволила при получении (4) заменить интегрирование по высоте z на интегрирование по поперечным волновым векторам α_1 , где пределы интегрирования определяются из условия существования плазменных волн на частоте ω : $\alpha_{1min}(\omega) < \alpha(\omega) < \alpha_{1max}(\omega)$.

В предложенной схеме интенсивность и форма спектра ИРИ определяются плотностью энергии ВН W_0 на входе в область генерации МИИН и верхнегибридных волн, формой спектра неоднородностей и их интенсивностью (последняя, в свою очередь, также определяется W_0), шагом перекачки верхнегибридных волн $\delta\omega_s$, в фазовом пространстве, величиной k_m , отстройкой $\Delta\omega$, а также такими параметрами ионосферной плазмы как N_e , T_e , ν_e , L .

Характерное время формирования спектра плазменных волн τ_p при достаточно высоком уровне интенсивности МИИН составляет несколько миллисекунд, в то время как характерные времена развития и релаксации МИИН τ_1 и τ_2 составляют 0.5 – 50 с. Поскольку $\tau_p \ll \tau_1, \tau_2$, динамика ИРИ практически отслеживает динамику МИИН. Поэтому мы можем, подставляя в (2), (3) и (4) модельную зависимость

$n_{\text{э}}^2(t)$, получать расчетную зависимость амплитуды излучения от времени на стадиях развития и релаксации МИИН. Отметим, что в экспериментах измерение амплитуды ИРИ на стадии релаксации МИИН проводится во время излучения специальных коротких диагностических импульсов ВН с большой скважностью (подробнее см. [27], [28]). Такое излучение мы называем диагностическим искусственным радиоизлучением ионосферы (ДИРИ).

В данной модели не учитываются другие возможные механизмы генерации ИРИ, в частности, распадное трехволновое взаимодействие верхнегибридных и нижнегибридных волн [19] – [21], ответственное, по всей видимости, за генерацию главного спектрального максимума, а также искажение профиля электронной концентрации, вызванное выдавливанием плазмы в области верхнегибридного резонанса ВН [37], [38], которое может оказать существенное влияние на форму спектра ИРИ в области отстроек $\Delta f \leq 10$ кГц [39].

3. Эмпирическая модель спектра МИИН.

Для расчетов динамики ИРИ нами использовалась эмпирическая модель спектра МИИН, основанная на данных экспериментов по ракурсному рассеянию радиоволн КВ и УКВ диапазона [15], [29] – [34], [40].

Согласно этой модели, спектральная плотность интенсивности МИИН задается выражением

$$n_{\text{э}}^2(t) = \Delta n^2(P) F(\alpha) F_1(t, \alpha, P) F_2(t, \alpha), \quad (5)$$

где $\Delta n^2(P)$ – интегральная интенсивность неоднородностей при длительном непрерывном нагреве (при стационарном состоянии ИИТ), $F(\alpha)$ описывает форму спектра неоднородностей в стационарном состоянии, функция $F_1(t, \alpha, P)$ описывает развитие неоднородностей различных масштабов после включения ВН, $F_2(t, \alpha)$ – их релаксацию после ее выключения.

Стационарная интегральная интенсивность Δn^2 определяется следующим выражением:

$$\frac{\Delta n^2}{N^2} = \delta n_0^2 \left(\frac{P}{100} \right)^\beta, \quad (6)$$

где P – мощность ВН в мегаваттах (МВт), а константа δn_0^2 соответствует относительной интегральной интенсивности неоднородностей при $P = 100$ МВт. При различных вариантах расчетов величина δn_0^2 изменялась в пределах $(1.4 \div 5.7) \times 10^{-4}$. Показатель степени β , согласно экспериментам, составляет $\beta \sim 0.3 \div 1$ со средним значением $\beta = 0.5$, которое использовалось нами в расчетах.

Форма стационарного спектра неоднородностей выбиралась степенной:

$$F(\alpha) = C \alpha^{-p}, \quad (7)$$

с нормировочной константой:

$$C = (2 - p)(2\pi)^{p-3} \times (l_{max}^{p-2} - l_{min}^{p-2})^{-1}, \quad (8)$$

$l_{max} = \lambda_0$ и $l_{min} \sim 1$ м – максимальный и минимальный масштабы обрезания спектра МИИН при моделировании. По данным эксперимента величина p может изменяться в пределах от 1 до 4 [30], [41]. При численном моделировании использовалось значение $p = 3.25$, которое наиболее часто наблюдалось в экспериментах (кроме тех случаев, где это оговорено специально).

Согласно результатам измерений [32], развитие неоднородностей можно описать функцией вида:

$$F_1(t, \alpha, P) = \begin{cases} K(1 - \exp\{-\frac{t}{\tau(\alpha)}\})^2 & \text{при } t \leq t_0 \\ 1 & \text{при } t > t_0 \end{cases} \quad (9)$$

Здесь t_0 – длительность модификации ионосферы мощным

радиоизлучением, $\tau_1 = \tau_1(\alpha, P)$ – характерное время развития МИИН различных масштабов, определяемое как

$$\tau_1 = \left(\frac{100}{P}\right)^{\beta_1} \left(\frac{\alpha^*}{\alpha}\right)^{p_1} \quad (10)$$

В экспериментах $\beta_1 \approx 1$; p_1 изменяется в пределах $0 \div 1$, для расчетов использовались значения $p_1 = 0.4$; $\alpha^* = (2\pi/10) \text{ м}^{-1} = 0.628 \text{ м}^{-1}$ – масштаб нормировки; коэффициент K определяется выражением:

$$K = 1 + E(P-10) \left(E\left(\frac{\alpha}{\alpha^*} - \frac{5}{2}\right) - E\left(\frac{\alpha}{\alpha^*} - 10\right) \right) \left(2 - 5\frac{\alpha^*}{\alpha} \right) \frac{P}{20} e^{-\frac{t}{\tau_1}}, \quad (11)$$

где E – единичная функция Хевисайда, τ_1' определяется из условия $\tau_1' = \tau_1$ при $\alpha = \frac{1}{2}$. Этот коэффициент в формуле (9) отражает появление максимума в области малых масштабов на начальном этапе воздействия с последующим подавлением интенсивности этих неоднородностей при переходе ИИТ к своему стационарному состоянию [14], [31], [32]. Такая эволюция спектра МИИН наблюдается в экспериментах при достаточно больших мощностях ВН $P > 10$ МВт.

Функция F_2 определяет характер релаксации МИИН различных масштабов и, согласно [29] – [32], имеет вид:

$$F_2(t, \alpha) = \begin{cases} 1 & \text{при } t \leq t_0 \\ \exp\left\{-2\frac{(t-t_0)}{\tau_2}\right\} & \text{при } t_0 < t \leq t_0 + \tau_2 \\ \exp\left\{-2 - 2\frac{(t-(t_0+\tau_2))}{\eta_2}\right\} & \text{при } t > t_0 + \tau_2 \end{cases}, \quad (12)$$

где

$$\tau_2(\alpha) = \begin{cases} \tau^* \left(\frac{\alpha^*}{\alpha}\right)^2 & \text{при } \alpha > \alpha^* \\ \tau^* \left(\frac{\alpha^*}{\alpha}\right)^{0.5} & \text{при } \alpha \leq \alpha^* \end{cases}, \quad (13)$$

$$\eta(\alpha) = \left(\frac{5\alpha^*}{\alpha}\right)^{0.5}$$

Выражение (12) описывает двухступенчатый характер релаксации МИИН, проявляющийся на эксперименте, когда быстрая стадия уменьшения интенсивности $n_{\text{э}}^2(t)$ на $10 \div 15$ дБ сменяется более медленной. Разница в зависимости времени релаксации от э при $\text{э} > \text{э}^*$ и $\text{э} < \text{э}^*$ объясняется различным характером расплывания неоднородностей мелких и крупных масштабов. Величина э^* лежит в пределах $0.6 \div 1 \text{ м}^{-1}$. Для расчетов использовалось значение $\text{э}^* = 0.628 \text{ м}^{-1}$ ($l_{\perp} = 10 \text{ м}$), при этом $\tau^* = 10 \text{ с}$.

В предложенной модели спектра неоднородностей учтены следующие особенности динамики МИИН (см. рис. 2):

- зависимость интенсивности и времен развития МИИН от мощности ВН, что отражено в формулах (9) – (10);
- формирование максимума в спектре МИИН для $l_{\perp} \approx 3 \text{ м}$ в первые секунды после начала воздействия, совпадающего по времени с развитием быстрого АО ВН, и депрессия этих неоднородностей при развитии более крупных ($l_{\perp} \approx 10 \div 15 \text{ м}$) декаметровых неоднородностей. Это определяет наличие максимума интенсивности неоднородностей с $l_{\perp} < 4 \text{ м}$ на начальных временах развития ИИТ (см. рис. 2а) и монотонный характер развития неоднородностей с $l_{\perp} \geq 4 \text{ м}$ (см. рис. 2б) (отражено в (11) введением коэффициента К);
- двухступенчатый характер релаксации МИИН, когда экспоненциальное уменьшение интенсивности неоднородностей на 10 дБ на первом этапе их релаксации сменяется более медленным их расплыванием на втором этапе – (рис. 2в, 2г) (отражено в (12 – 13));
- значительно более быстрый характер релаксации мелко-масштабных неоднородностей с $l_{\perp} < 10 \text{ м}$ по сравнению с неоднородностями с $l_{\perp} \geq 10 \text{ м}$ (рис. 2в).

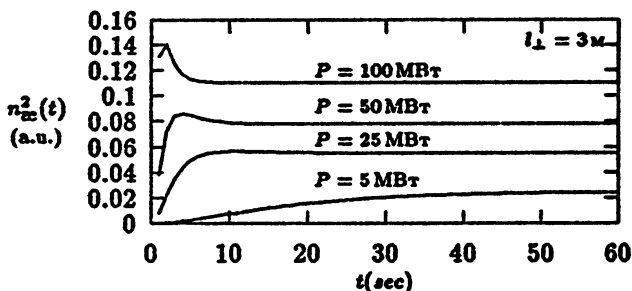


Рис.2а. Зависимость интенсивности искусственных неоднородностей на стадии их развития для $l_{\perp} = 3$ м при различных значениях мощности $P = 5, 25, 50, 100$ МВт

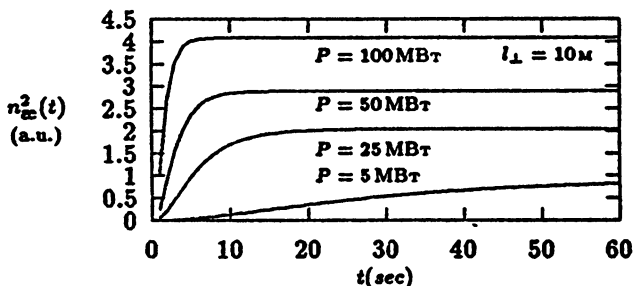


Рис.2б. Зависимость интенсивности искусственных неоднородностей на стадии их развития для $l_{\perp} = 10$ м при различных значениях мощности $P = 5, 25, 50, 100$ МВт

В заключение отметим, что представленная выше модель эволюции МИИН не учитывает ряд достаточно важных её особенностей. Мы не включили в рассмотрение наличие времени задержки начала развития искусственных неоднородностей относительно момента включения ВН поскольку эти времена, составляя всего 0.05 – 1 с [31], [32], [40], не оказывают, как показали расчеты, существенного влияния на динамику ИРИ. При проведении расчетов мы также в явном виде не учитывали зависимость показателя спектра интенсивностей неоднородностей p от их масштаба l_{\perp} и мощности ВН, которая наблюдается на эксперименте [30]. На этом этапе работы мы ограничились исследованиями зависимости свойств

ИРИ от величины p , считая показатель спектра постоянным во всем интервале исследуемых масштабов и независимым от W_0 . Это упростило проведение расчетов и позволило выяснить связь характеристик излучения с видом спектра флуктуаций плотности плазмы, что имеет своё самостоятельное значение. Кроме того, мы полагали, что характеристики

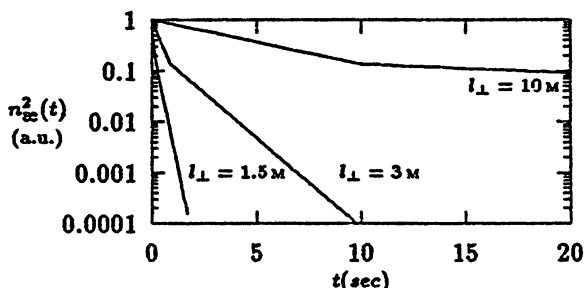


Рис.2в. Зависимость интенсивности искусственных неоднородностей на стадии их релаксации для $I_{\perp} = 1.5$ м, $I_{\perp} = 3$ м и $I_{\perp} = 10$ м.

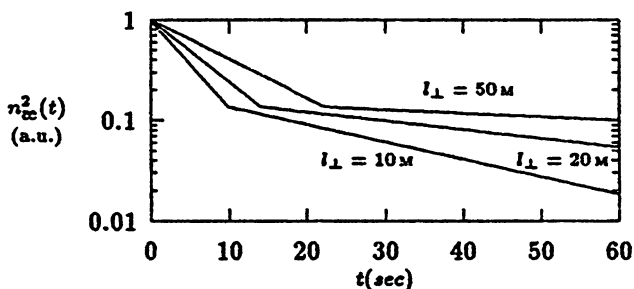


Рис.2г Зависимость интенсивности искусственных неоднородностей на стадии их релаксации для $I_{\perp} = 10$ м, $I_{\perp} = 20$ м и $I_{\perp} = 50$ м

ИРИ и МИИН остаются постоянными во всём объёме ВО, хотя, согласно [40], интенсивность ИИТ, её характерные времена развития и релаксации могут существенным образом изменяться внутри области. Последнее определяется изменением мощности ВН по диаграмме антенны нагревного стенда, а также ориентацией волнового вектора мощной электромагнитной волны относительно направления магнитного поля.

Поэтому представленные в следующем разделе работы результаты численного моделирования отражают, в первую очередь, результаты экспериментов по модификации ионосферы с достаточно узкими ($\leq 10^0$) пучками мощных радиоволн.

4. Результаты численного моделирования.

Численное моделирование генерации излучения было проведено на основе предложенных выше механизма генерации ИРИ и динамической модели спектра МИИН. Длительность непрерывного воздействия на ионосферную плазму в численном эксперименте выбиралась равной $t_0 = 60$ с, достаточной для установления стационарного состояния ИИТ, а динамика ДИРИ на стадии релаксации МИИН анализировалась в течение 40 секунд. Исследования эволюции ИРИ при различных его отстройках Δf выполнялись для $f_0 = 5752$ кГц (для которой экспериментальный материал к настоящему времени наиболее систематизирован) при различных значениях следующих содержащихся в модели свободных параметров: $\frac{\Delta n^2}{N^2}$ – интегральной интенсивности неоднородностей (рис. 3), $\epsilon_c = \frac{\alpha_m \omega}{\nu_c} \frac{W_0}{NT} = \epsilon_c^0 \times \frac{P(\text{МВт})}{100}$ – параметра, характеризующего величину надпороговости при индуцированном рассеянии плазменных волн на ионах (рис. 4), L – масштаба слоя плазмы (рис. 5), p – показателя степени спектра МИИН (рис. 6), P – мощности ВН (рис. 7). При этом вариации значений одного из параметров модели осуществлялись при фиксированных значениях других независимых параметров. Отметим, что там, где это не указано особо, мощность ВН принималась равной 50 МВт.

4.1 На рис. 3 представлены осциллограммы безразмерной величины $A(t) = \sqrt{J(t)}$ (см. формулу (4)), пропорциональной амплитуде ИРИ в ненормированном (рис. 3.1) и в нормированном (рис. 3.3) виде для различных значений δn_0^2 ,

определяющих величину АО волн О-поляризации в ВО ионосферы, для пяти отстроек $\Delta f = 12.5, 25, 40, 60$ и 80 кГц (на панелях а, б, в, г и д, соответственно)². Вид стационарного спектра излучения в зависимости от δn_0^2 на момент времени t_0 приведен на рис. 3.2.

Ниже для удобства описания и сравнения результатов численного счета анализ поведения ИРИ для стадии непрерывного воздействия ($t \leq t_0$) и ДИРИ для диагностического режима излучения зондирующих импульсов ($t > t_0$) приводится раздельно.

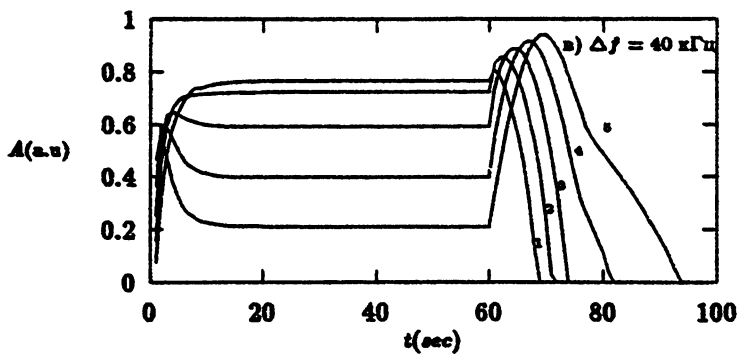
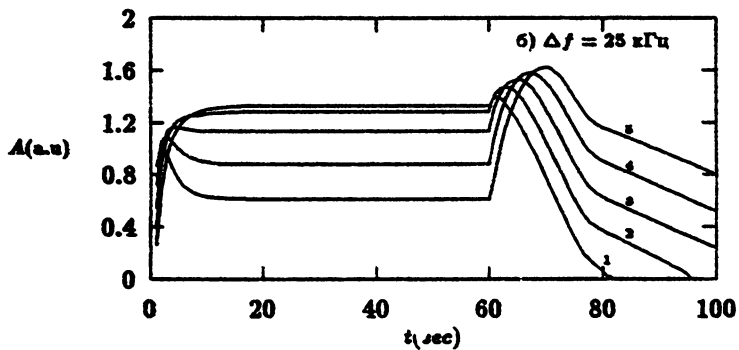
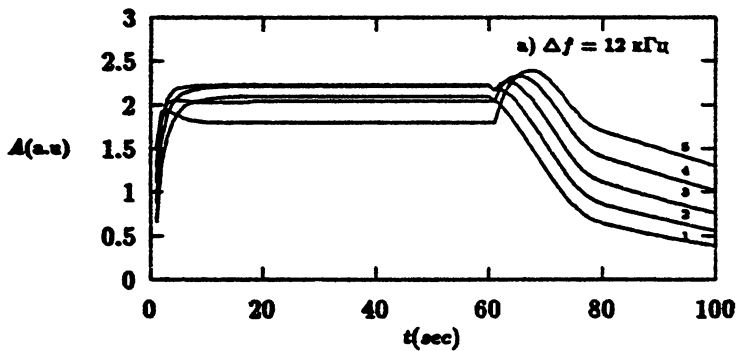
Для ИРИ на стадии непрерывного воздействия с ростом величины δn_0^2 (или ростом величины АО) наблюдается:

- усиление *overshoot* – эффекта, вызывающего уменьшение стационарной амплитуды ИРИ относительно его максимального уровня, достигающегося в первые секунды после начала воздействия, и тем сильнее, чем больше величина отстройки Δf (рис. 3.1), что приводит в итоге к обужению стационарного спектра излучения (рис. 3.2);
- уменьшение времени достижения максимума интенсивности ИРИ (рис. 3.1).

Для ДИРИ на стадии релаксации МИИН после выключения ВН с ростом величины δn_0^2 имеет место:

- рост абсолютного значения амплитуды максимума ДИРИ на отстройках вплоть до $\Delta f \approx 50$ кГц и его уменьшение для бóльших отстроек (рис. 3.1);
- увеличение контрастности максимума ДИРИ относительно стационарного уровня ИРИ (рис. 3.3);

²На рис. 3.3 и далее на рис. 4.3 – 7.3 значения $A(t)$ для каждой отстройки нормируются на значение $A(t_0)$ – амплитуду ИРИ, достигающуюся к концу интервала минутного нагрева.



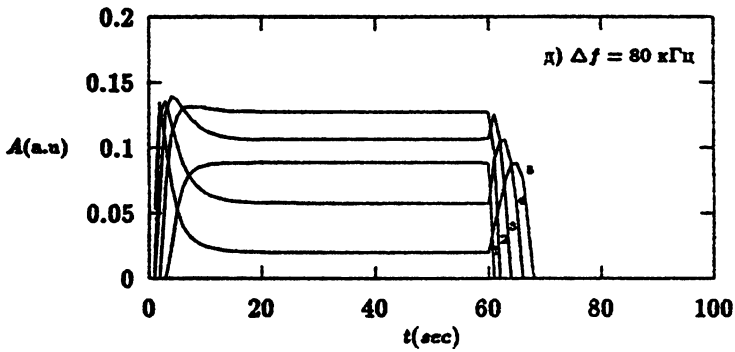
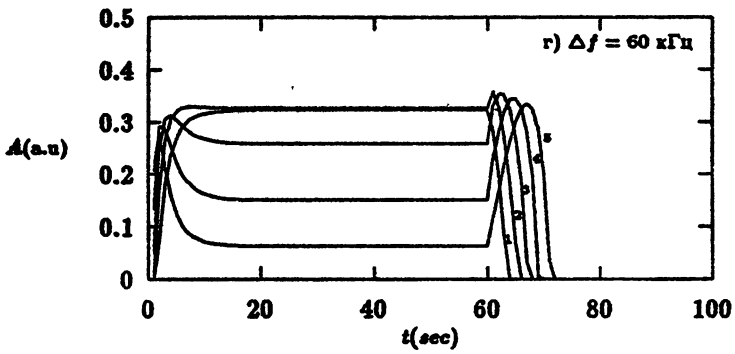


Рис. 3.1

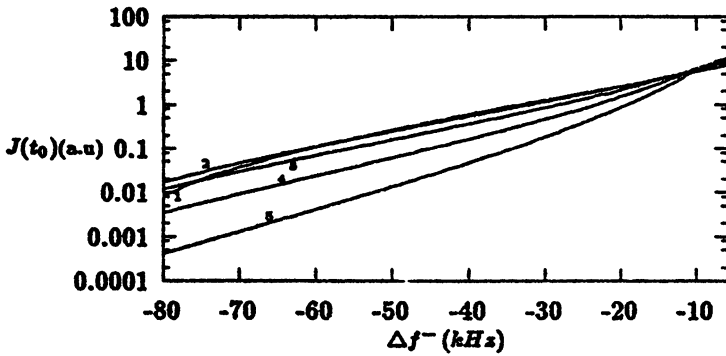
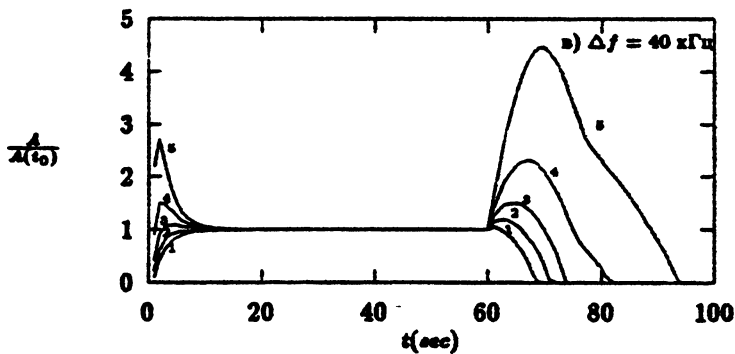
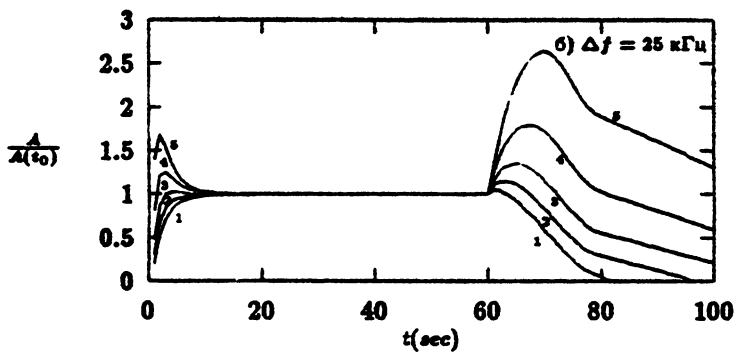
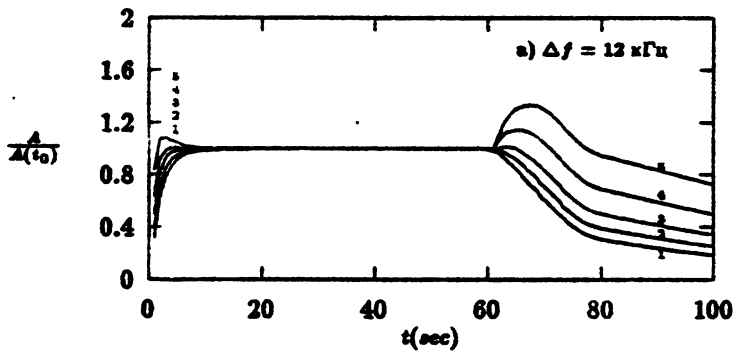


Рис. 3.2



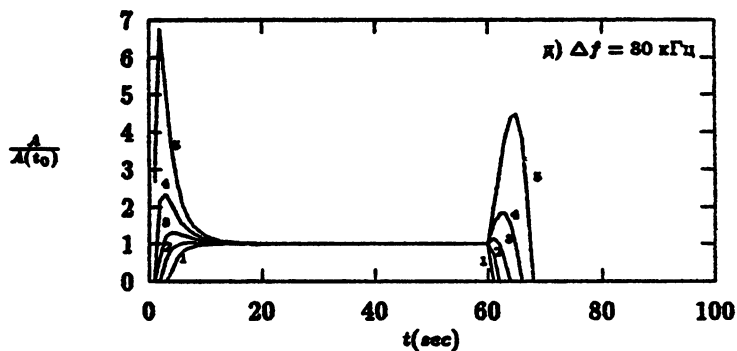
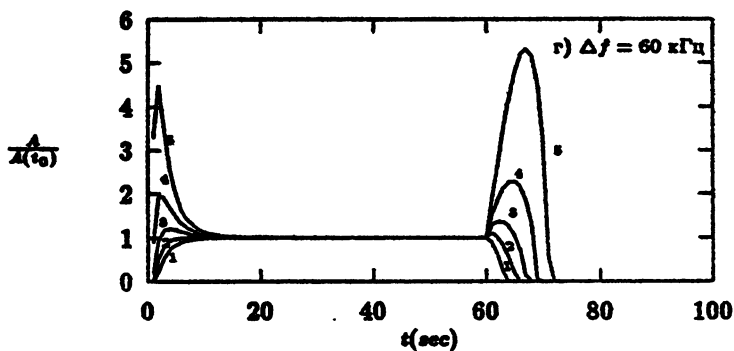


Рис. 3.3

Рис. 3.1 Осциллограммы безразмерной величины $A(t) = \sqrt{J(t)}$, пропорциональной амплитуде ИРИ для отстроек $\Delta f = 12.5, 25, 40, 60, 80$ кГц. Параметры моделирования: $P = 50$ МВт; $L = 80$ км; $p = 3.25$; $\epsilon_0^2 = 0.4$;
 $1 - \delta n_0^2 = 1.4 \times 10^{-4}, G_{\text{тн}} = 3.$ $2 - \delta n_0^2 = 2. \times 10^{-4}, G_{\text{тн}} = 4.3$
 $3 - \delta n_0^2 = 2.8 \times 10^{-4}, G_{\text{тн}} = 6.$ $4 - \delta n_0^2 = 4. \times 10^{-4}, G_{\text{тн}} = 8.6$
 $5 - \delta n_0^2 = 5.6 \times 10^{-4}, G_{\text{тн}} = 12.$

Рис. 3.2 Вид стационарного спектра ИРИ на момент времени t_0

Рис. 3.3 Осциллограммы безразмерной величины $A(t)$. Для каждой отстройки $A(t)$ нормируется на значение $A(t_0)$

- возрастание времён достижения амплитудой ДИРИ своего максимума и длительности последующей релаксации излучения;

4.2 Результаты исследования влияния на динамику ИРИ параметра ϵ_c^0 , определяющего величину надпороговости $\frac{W_0}{W_{th}}$, представлены на рис. 4. Здесь для ИРИ на непрерывной стадии воздействия с ростом ϵ_c^0 наблюдается:

- увеличение амплитуды максимума и стационарного уровня ИРИ, причём в большей степени для больших отстроек, что приводит к расширению стационарного спектра излучения (рис. 4.1 и рис. 4.2). Отмечается, что если рост ϵ_c^0 связан с уменьшением W_{th} , то это приводит к дополнительному уплощению спектра излучения, определяемого из формулы (4);
- возрастание контрастности максимума ИРИ по отношению к стационарному уровню излучения для $\Delta f \geq 25$ кГц (рис. 4.3);
- отсутствие зависимости времён достижения максимума ИРИ от ϵ_c^0 .

Для ДИРИ на стадии релаксации МИИН рост величины ϵ_c^0 сопровождается:

- ростом амплитуды максимума ДИРИ и увеличением его контрастности относительно стационарного уровня для $\Delta f \geq 25$ кГц;
- увеличением времён достижения максимума ДИРИ и длительности релаксации излучения.

4.3 Результаты исследований зависимости динамики ИРИ от масштаба слоя L ($G_m \propto L$, а $W(G_m) \propto L^{-1}$, см (1)) приведены на рис. 5.

Для ИРИ на непрерывной стадии воздействия с ростом L наблюдается:

- уменьшение уровня стационарного излучения ИРИ (рис. 5.1);
- увеличение контрастности максимума (рис. 5.3);
- уменьшение времени достижения максимума ИРИ;
- укрупнение стационарного спектра излучения (рис. 5.2).

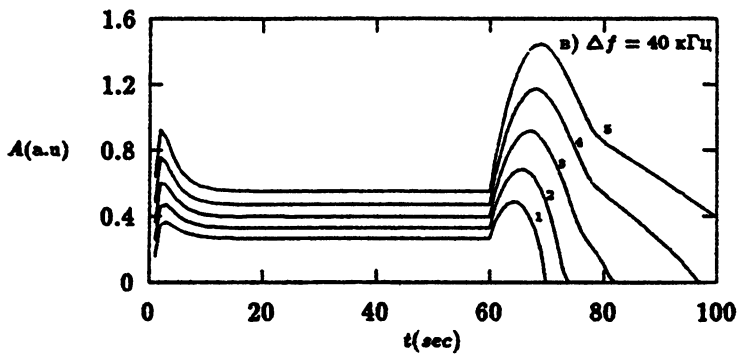
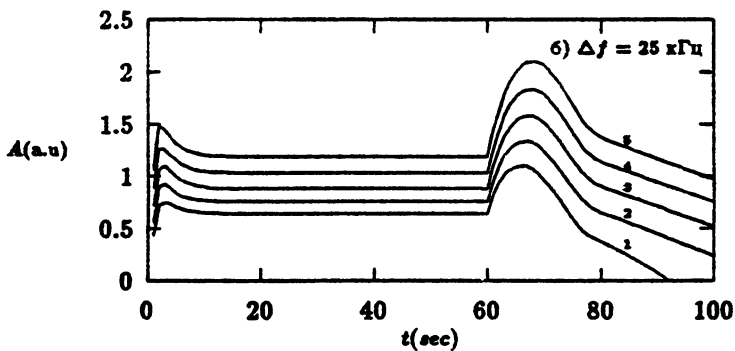
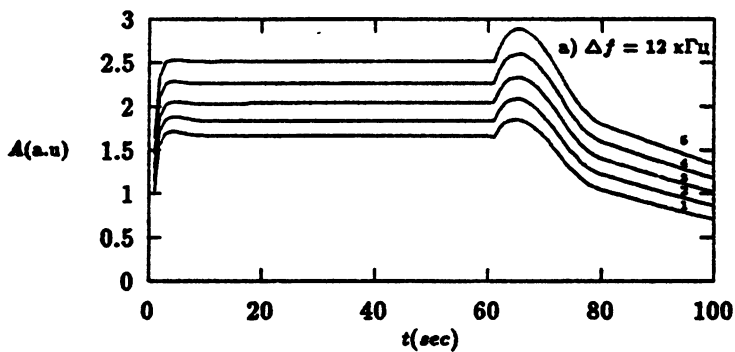
Для ДИРИ на стадии релаксации МИИН увеличение L приводит к:

- увеличению контрастности максимума ДИРИ (рис. 5.3);
- увеличению времени достижения максимума интенсивности ДИРИ.

4.4 Исследование влияния различных компонент спектра МИИН на динамику излучения осуществлялось путем варьирования величины параметра p . При этом уменьшение p соответствует уплощению спектра МИИН и усилению вклада мелких масштабов в процесс генерации ИРИ. Результаты численного счета для различных значений показателя степени спектра МИИН приведены на рис. 6. Здесь необходимо отметить следующее. Для ИРИ на непрерывной стадии воздействия с уменьшением p наблюдается:

- уменьшение стационарной амплитуды излучения и обужение стационарного спектра ИРИ (рис. 6.2);
- значительно более быстрое уменьшение амплитуды максимума ИРИ по сравнению с его стационарным уровнем. что приводит к уменьшению контрастности максимума излучения (рис. 6.3);
- уменьшение времён развития излучения.

Для ДИРИ на стадии релаксации МИИН уменьшение p приводит к:



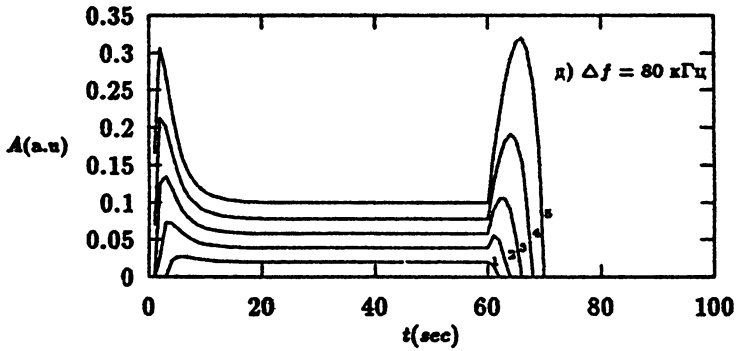
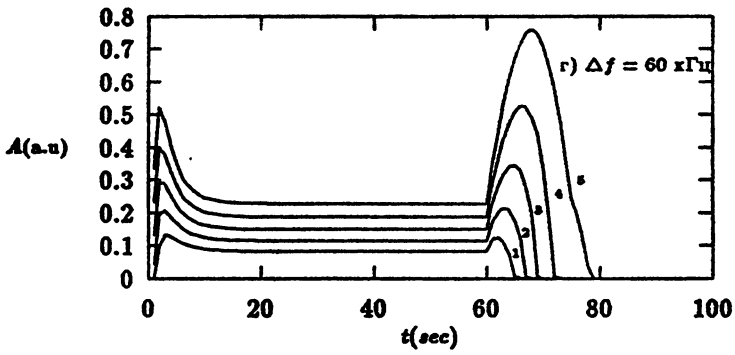


Рис. 4.1

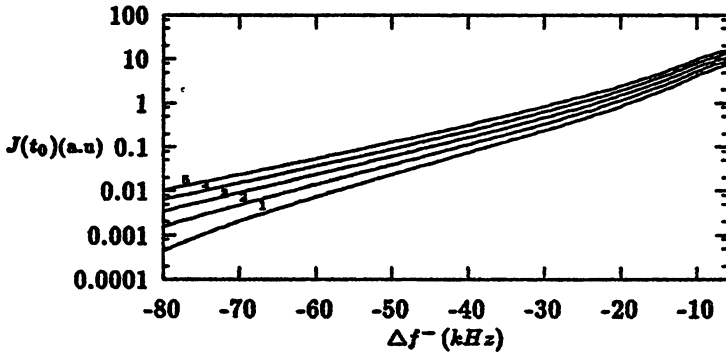
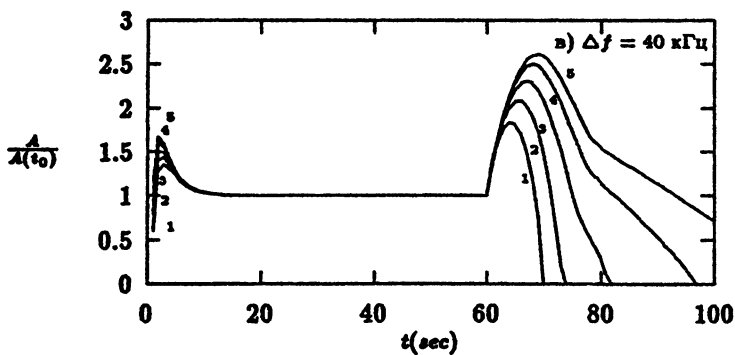
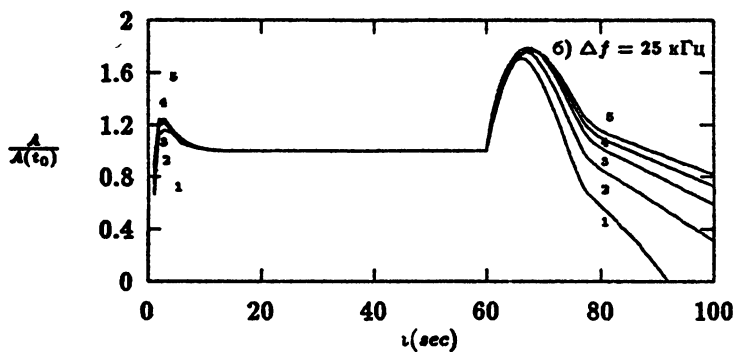
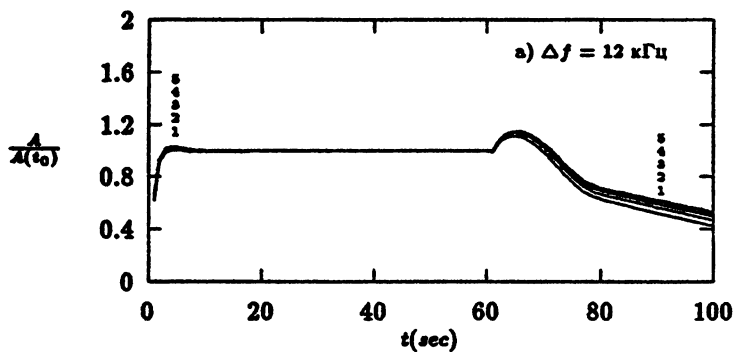


Рис. 4.2



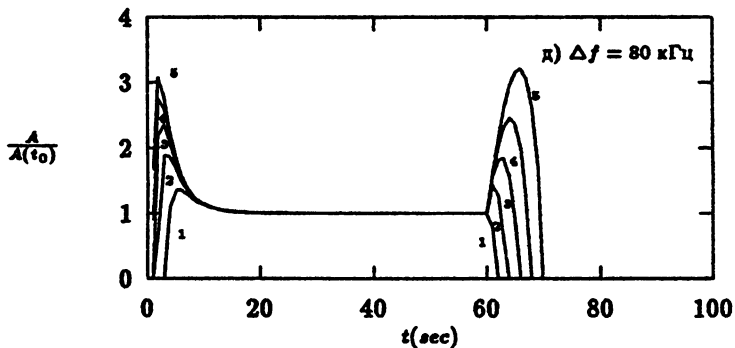
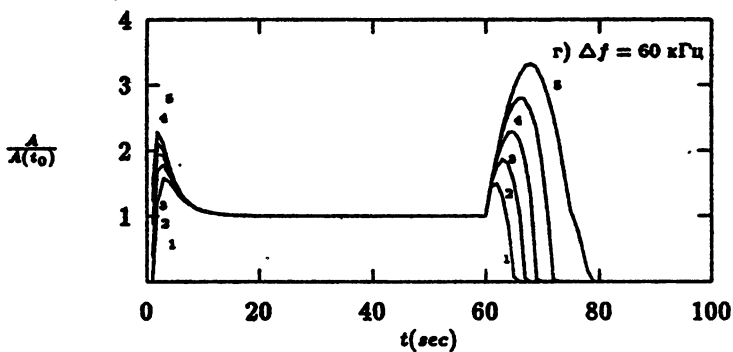
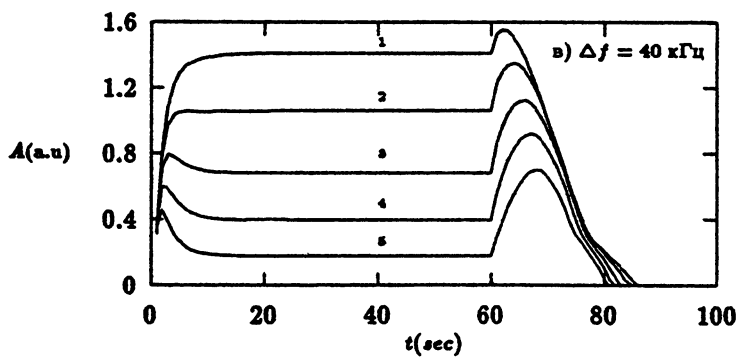
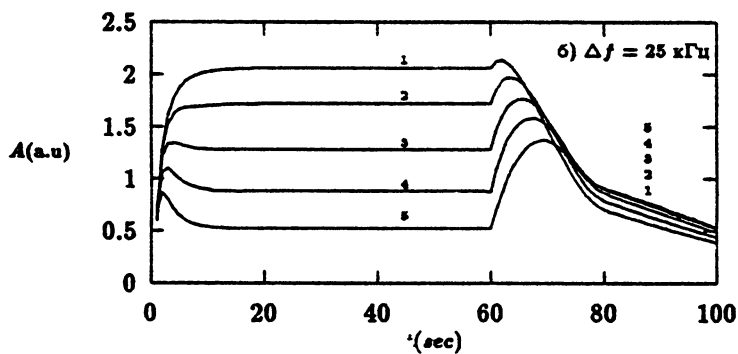
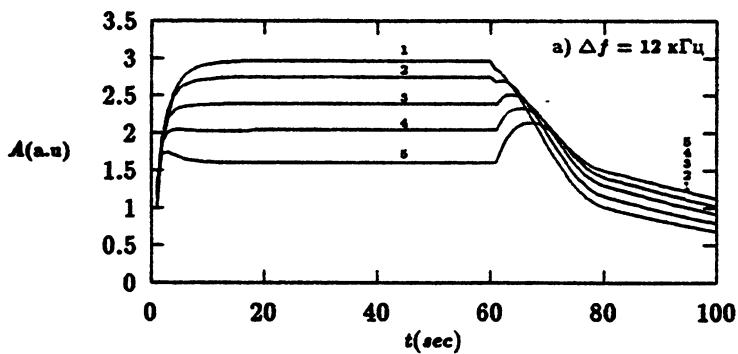


Рис. 4.3

Рис. 4.1 Осциллограммы безразмерной величины $A(t) = \sqrt{J(t)}$, пропорциональной амплитуде ИРИ для отстроек $\Delta f = 12.5, 25, 40, 60, 80$ кГц. Параметры моделирования: $P = 50$ МВт; $L = 80$ км; $p = 3.25$; $\delta\pi_0^2 = 4 \cdot 10^{-4}$, $G_m = 8.6$;
 $1 - \epsilon_c^0 = 0.2$ $2 - \epsilon_c^0 = 0.4/\sqrt{2}$ $3 - \epsilon_c^0 = 0.4$
 $4 - \epsilon_c^0 = 0.4 \times \sqrt{2}$ $5 - \epsilon_c^0 = 0.8$

Рис. 4.2 Вид стационарного спектра ИРИ на момент времени t_0 .

Рис. 4.3 Осциллограммы безразмерной величины $A(t)$. Для каждой отстройки $A(t)$ нормируется на значение $A(t_0)$.



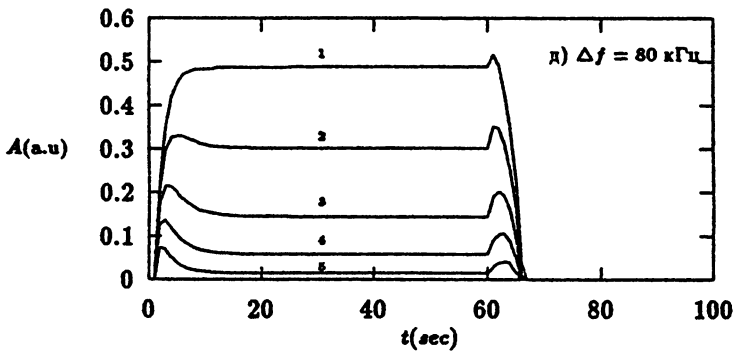
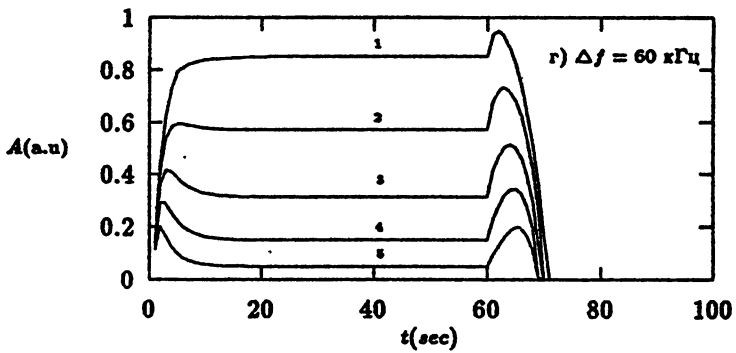


Рис. 5.1

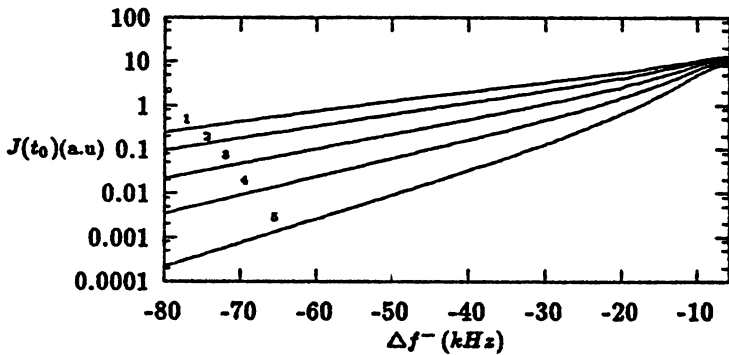
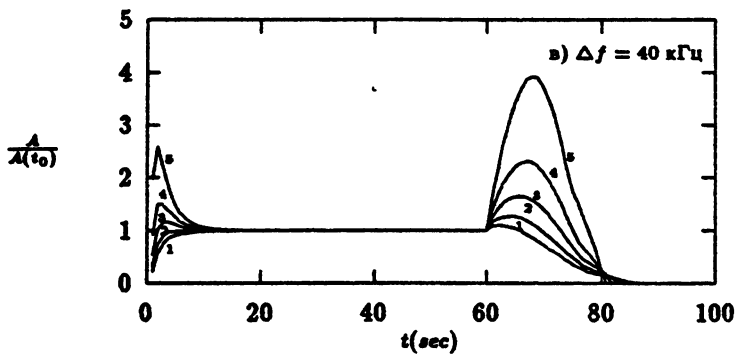
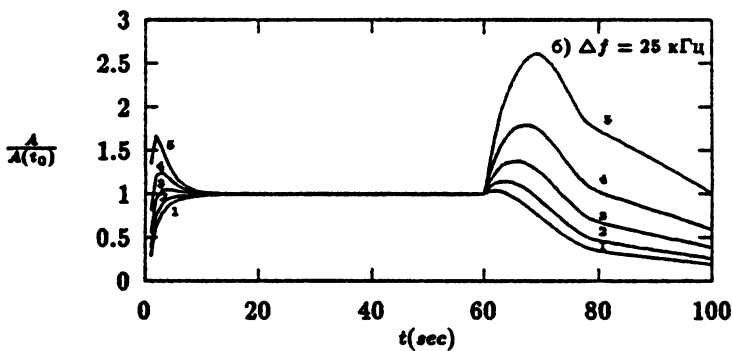
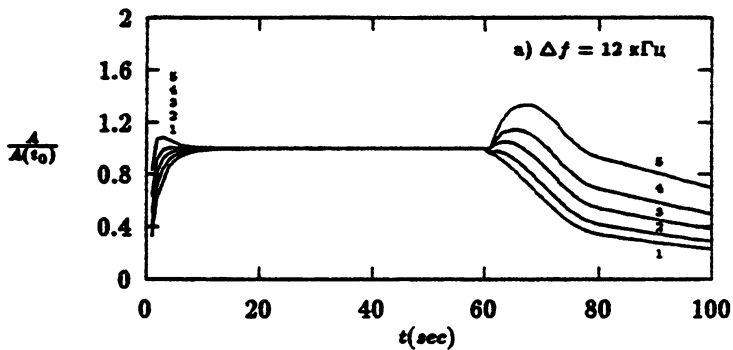


Рис. 5.2



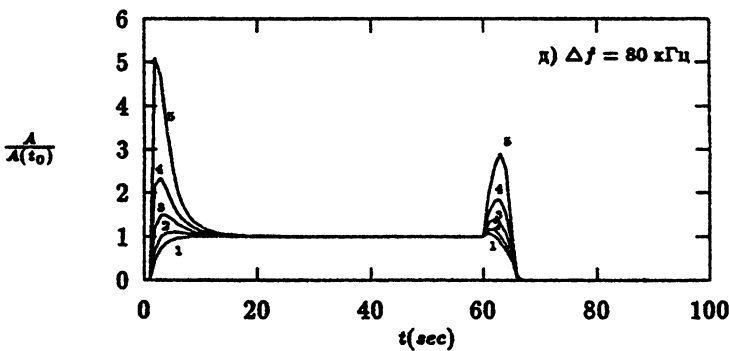
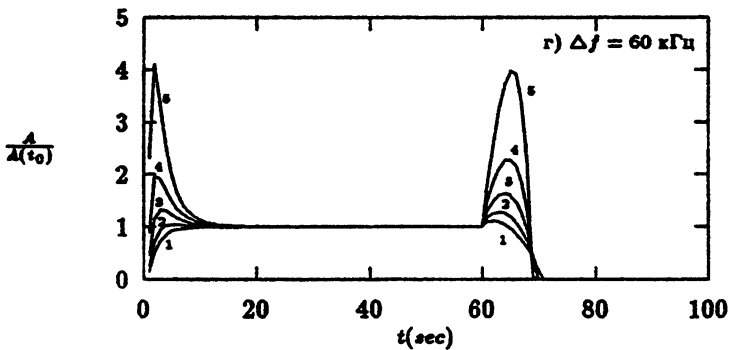


Рис. 5.3

Рис. 5.1 Осциллограммы безразмерной величины $A(t) = \sqrt{J(t)}$, пропорциональной амплитуде ИРИ для отстройок $\Delta f = 12.5, 25, 40, 60, 80$ кГц. Параметры моделирования: $P = 50$ МВт; $\epsilon_c^0 = 0.4$; $p = 3.25$; $\delta n_0^2 = 4 \cdot 10^{-4}$; 1- $L=28$ км, $G_m = 3.1$ 2- $L=40$ км, $G_m = 4.3$ 3- $L=58$ км, $G_m = 6.1$ 4- $L=80$ км, $G_m = 8.6$ 5- $L=113$ км, $G_m = 12.1$

Рис. 5.2 Вид стационарного спектра ИРИ на момент времени t_0 .

Рис. 5.3 Осциллограммы безразмерной величины $A(t)$. Для каждой отстройки $A(t)$ нормируется на значение $A(t_0)$.

- уменьшению амплитуды максимума ДИРИ для $\Delta f \leq 50$ кГц и его росту для больших отстроек (рис. 6.1);
- увеличению контрастности максимума ДИРИ по отношению к стационарному уровню излучения (рис. 6.3);
- увеличению времён релаксации излучения после достижения максимума амплитуды ДИРИ (рис. 6.2). Отмечается, что времена достижения максимума ДИРИ максимальны для $p \approx 2.5 \div 3$.

При построении приведённых рисунков использовалось значение $l_{min} = 1$ м. Уменьшение величины l_{min} (расширение спектра МИИН в область мелких масштабов) приводит в расчётах к появлению кратковременных провалов в амплитуде ИРИ (~ 0.5 с), соответствующих времени релаксации МИИН с $l_{\perp} < 1$ м, в момент перехода ВН из непрерывного режима в импульсный. Такие провалы в экспериментах не отмечаются. В то же время, резкое спадание интенсивности неоднородностей в области масштабов $l_{min} < 1 \div 1,5$ м наблюдается по ракурсному рассеянию [44] и по измерениям МИИН *in situ* при пусках геофизических ракет через возмущённую область ионосферы [45].

4.5 Представленные выше результаты численного моделирования динамики ИРИ отражают зависимости эволюции искусственного радиоизлучения от величины ряда свободных параметров модели, реальные значения которых определяются состоянием ВО ионосферы. В реальных экспериментах многие из этих параметров определяются мощностью излучения. Ниже рассмотрим результаты расчетов, в которых варьируемым параметром является мощность ВН. При этом полагается, что $\beta = 0.5$ (см. формулу (6)), $\beta_1 = 1$ (см. формулу (10)), а $\epsilon_c \propto P$. Важность такого моделирования заключается в возможности непосредственного сопоставления его результатов с данными экспериментов по модификации

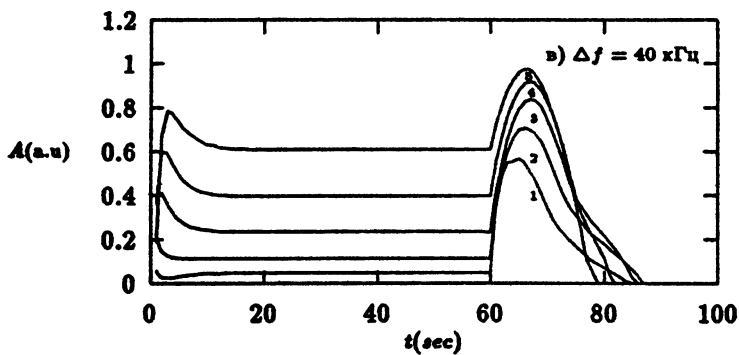
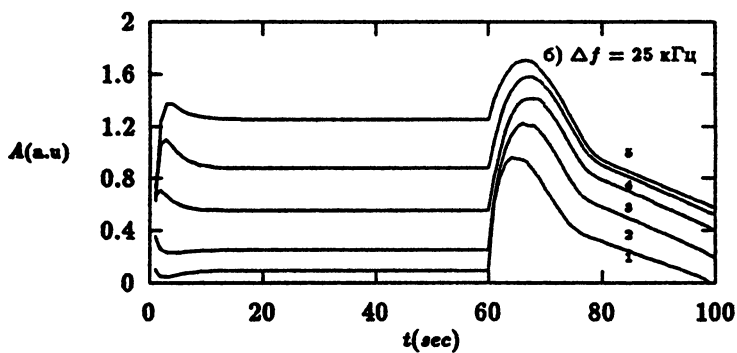
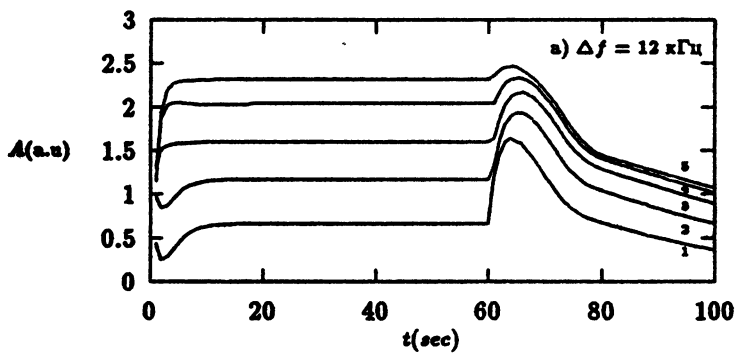
ионосферы. На рис. 7.1 и рис. 7.3 представлены осциллограммы ИРИ при различных уровнях мощности ВН: $P = 12.5, 25, 50$ и 100 МВт. Вид стационарных спектров ИРИ в зависимости от P приведен на рис. 7.2.

Для ИРИ на стадии непрерывного воздействия с ростом мощности ВН наблюдается:

- переход от монотонного возрастания амплитуды ИРИ до стационарного уровня к появлению и росту максимума в динамике излучения на стадии его развития (рис. 7.1);
- увеличение контрастности максимума ИРИ по отношению к стационарному уровню и уменьшение времён его достижения (рис. 7.3);
- возрастание стационарного уровня излучения для малых отстроек $\Delta f < 20$ кГц, в то время как для больших отстроек возрастание стационарного уровня излучения для $P \leq 25$ МВт сменяется его насыщением и даже некоторым уменьшением амплитуды ИРИ для $P > 25$ МВт (рис. 7.1). Последнее приводит к обужению стационарного спектра излучения при больших мощностях ВН (рис. 7.2).

Для ДИРИ на стадии релаксации МИИН с ростом мощности ВН имеет место:

- переход от монотонного уменьшения амплитуды ДИРИ к появлению и увеличению максимума интенсивности излучения (рис. 7.1);
- увеличение характерных времен достижения максимума ДИРИ и длительности его релаксации (рис. 7.3). Это является следствием роста величины надпороговости $\frac{W_0}{W_{th}}$ с увеличением мощности ВН, что приводит к расширению спектра масштабов МИИН, участвующих в генерации ДИРИ, и увеличению вклада в процесс генерации



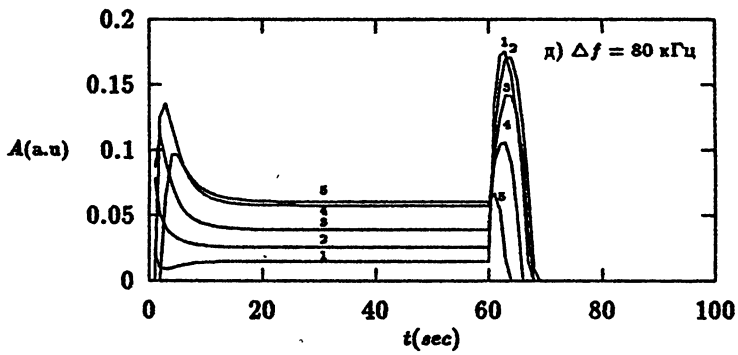
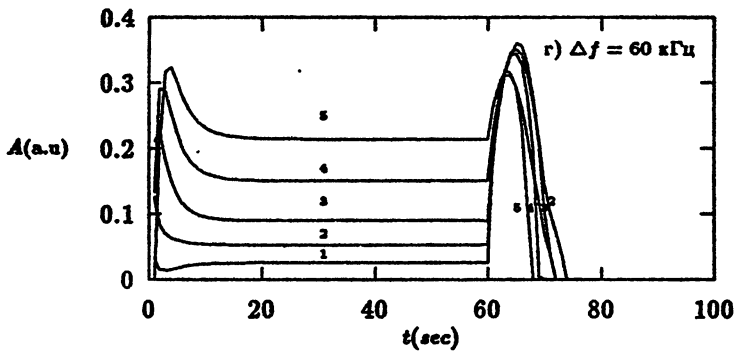


Рис. 6.1

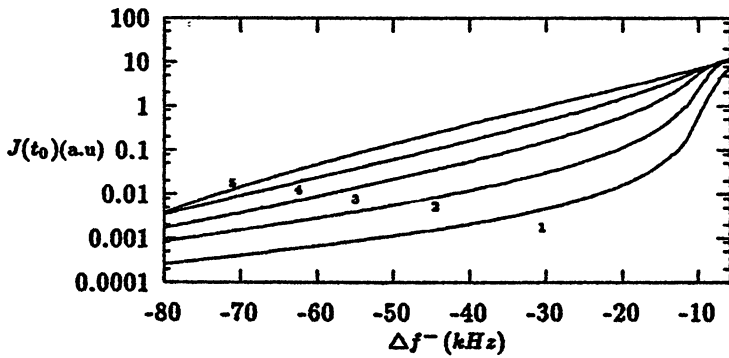
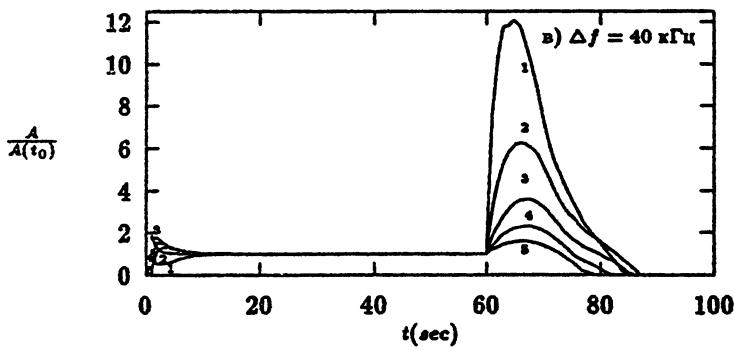
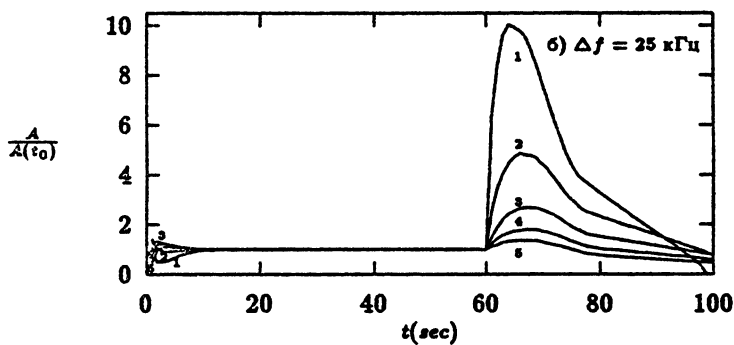
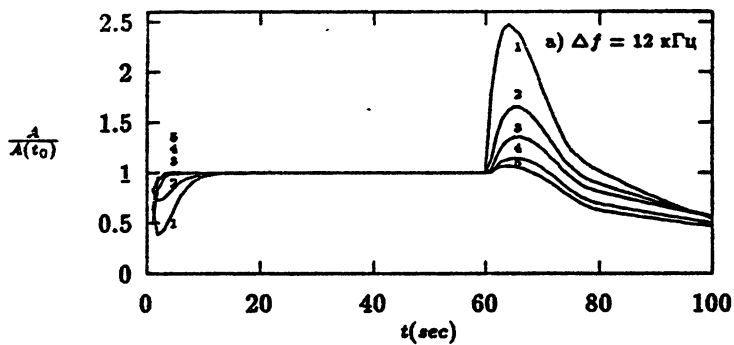


Рис. 6.2



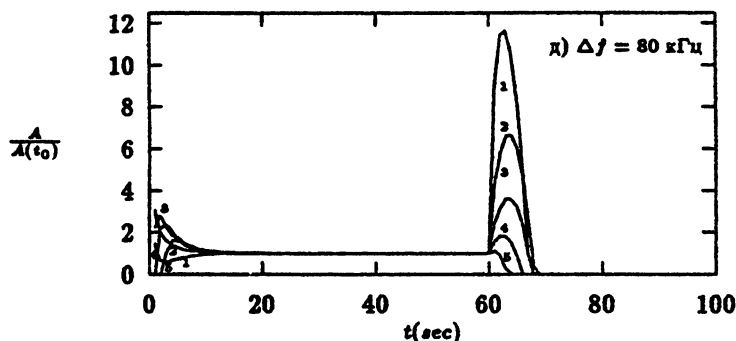
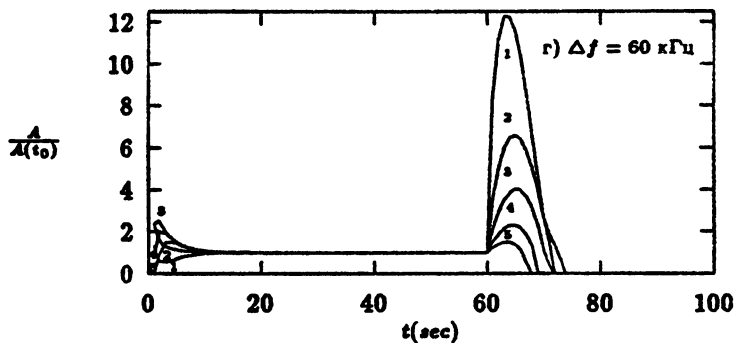
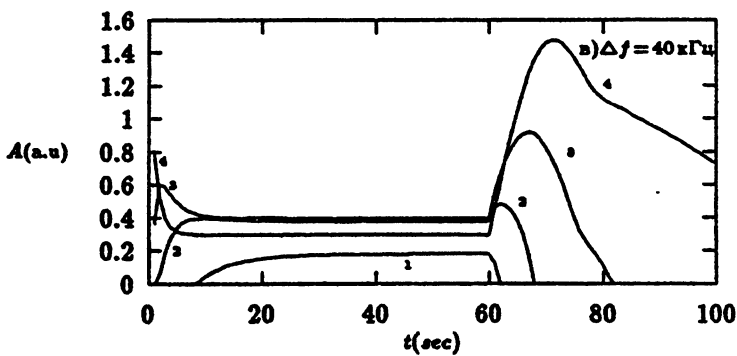
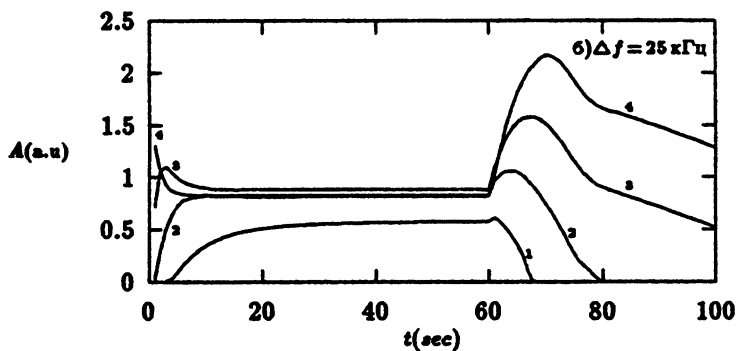
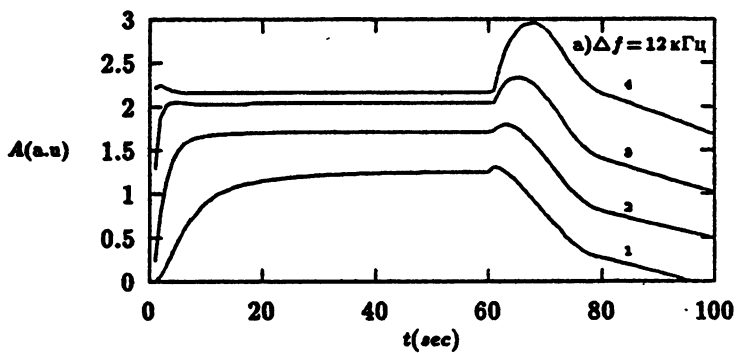


Рис. 6.3

Рис. 6.1 Осциллограммы безразмерной величины $A(t) = \sqrt{J(t)}$, пропорциональной амплитуде ИРИ для отстроек $\Delta f = 12.5, 25, 40, 60, 80$ кГц. Параметры моделирования: $P=50$ МВт; $L=80$ кс; $\epsilon_c^2=0.4$; $\delta n_0^2=4 \cdot 10^{-4}$, $G_m=8.6$; $1-p=1.75$ $2-p=2.25$ $3-p=2.75$
 $4-p=3.25$ $5-p=3.75$

Рис. 6.2 Вид стационарного спектра ИРИ на момент времени t_0 .

Рис. 6.3 Осциллограммы безразмерной величины $A(t)$. Для каждой отстройки $A(t)$ нормируется на значение $A(t_0)$.



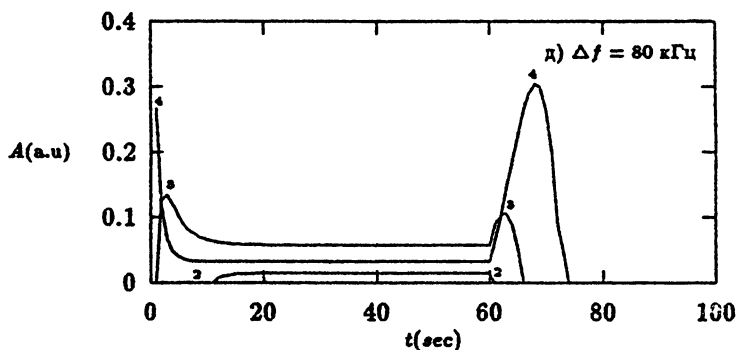
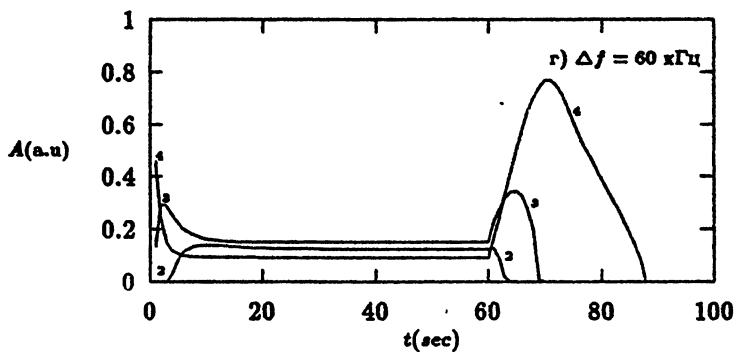


Рис. 7.1

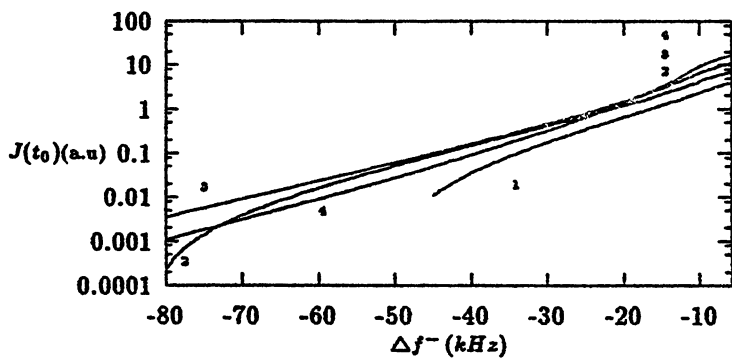
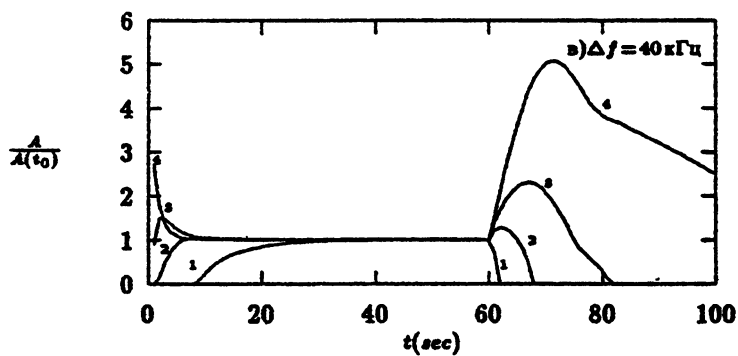
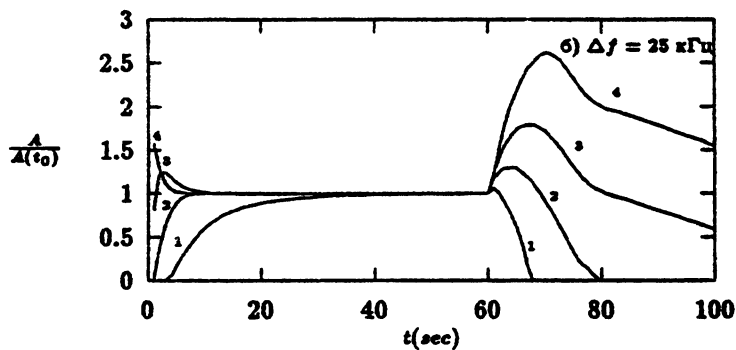
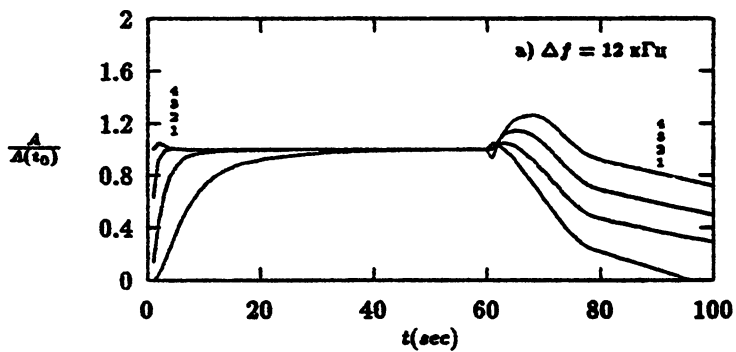


Рис. 7.2



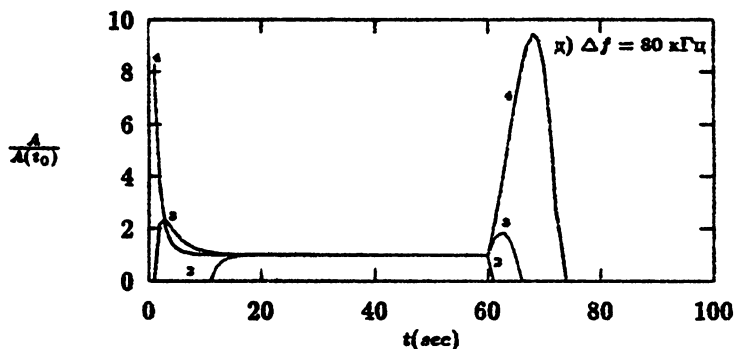
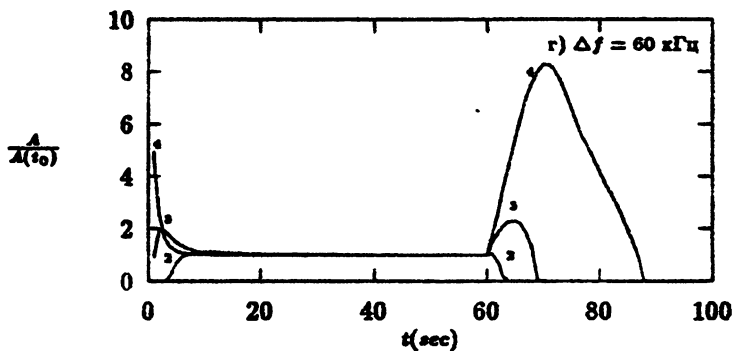


Рис. 7.3

Рис. 7.1 Осциллограммы безразмерной величины $A(t) = \sqrt{J(t)}$, пропорциональной амплитуде ИРИ для отстроек $\Delta f = 12.5, 25, 40, 60, 80$ кГц. Параметры моделирования: $L = 80$ км; $\epsilon_c^2 = 0.4$; $p = 3.25$; $\delta n_0^2 = 4 \cdot 10^{-4}$;
 1 - $P = 12.5$ МВт 2 - $P = 25$ МВт 3 - $P = 50$ МВт
 4 - $P = 100$ МВт

Рис. 7.2 Вид стационарного спектра ИРИ на момент времени t_0 .

Рис. 7.3 Осциллограммы безразмерной величины $A(t)$. Для каждой отстройки $A(t)$ нормируется на значение $A(t_0)$.

излучения неоднородностей более крупных масштабов, имеющих бóльшие времена релаксации $\tau_2(\alpha)$ (см. формулу (3)).

Приведенные результаты численного эксперимента по динамике излучения в зависимости от мощности ВН отражают конкуренцию влияния на динамику ИРИ параметров $\frac{\Delta n^2}{N^2} \propto G \propto \sqrt{P}$ и $\epsilon_c \propto P$. При малых мощностях ВН (в нашей модели при $P < 25$ МВт ³), когда увеличение интенсивности излучения в течение всего цикла воздействия носит монотонный характер, рост величин $\frac{\Delta n^2}{N^2}$ и ϵ_c при увеличении мощности приводит к усилению интенсивности излучения на стационарной стадии развития ИРИ.

Для мощностей воздействия $P \geq 25$ МВт в динамике развития излучения начинает формироваться максимум его интенсивности. При этом влияние параметров $\frac{\Delta n^2}{N^2}$ и ϵ_c на динамику ИРИ существенным образом изменяется. Здесь уже рост величины $\frac{\Delta n^2}{N^2}$ приводит к незначительному уменьшению амплитуды максимума ИРИ и более резкому уменьшению стационарной интенсивности излучения (см. рис. 3.1), связанному с увеличением АО $G_m \propto \frac{\Delta n^2}{N^2}$. Напротив, с ростом величины ϵ_c излучение более интенсивно растёт по амплитуде на стадии развития максимума и возрастает в меньшей степени на стационарном уровне (см. рис. 4.1). В обоих случаях контрастность максимума ИРИ возрастает (см. рис. 3.3 и рис. 4.3). Таким образом, с увеличением мощности ВН в интервале $P \geq 25$ МВт амплитуда максимума ИРИ растёт, но темп его роста, определяемый величиной ϵ_c , несколько замедляется влиянием параметра $\frac{\Delta n^2}{N^2}$. Уменьшение интенсивности излучения на стационарном уровне, определяемое ростом $\frac{\Delta n^2}{N^2}$, компенсируется влиянием параметра ϵ_c . В результате с ростом мощности наблюдается насыщение

³ $P = 25$ МВт соответствует следующим значениям параметров: $\frac{\Delta n^2}{N^2} = 2 \times 10^{-4}$, $G_m \sim 4$ и $\epsilon_c = 0.1$

стационарной интенсивности излучения, а при максимальных мощностях даже её небольшое уменьшение. Отмечается, что зависимость стационарной интенсивности излучения от мощности воздействия имеет более ярко выраженный характер для больших отстроек ИРИ, динамика которых более чувствительна к изменению величин $\frac{\Delta n^2}{N^2}$ и ϵ_c . Зависимость интенсивности излучения на стационарном уровне от мощности ВН для различных отстроек приведена на рис. 8.1. Наиболее интенсивный рост ИРИ наблюдается для малых мощностей при превышении порогового уровня генерации излучения. Скорость роста интенсивности излучения уменьшается с увеличением мощности (более быстро для больших отстроек) и может даже менять знак при её максимальных значениях.

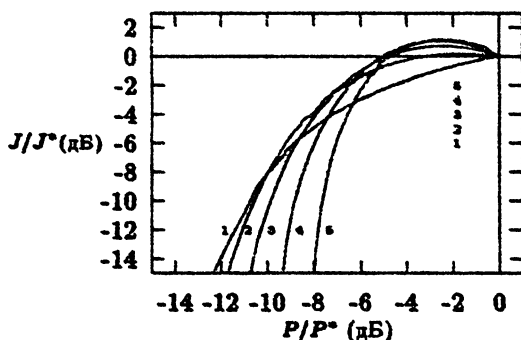


Рис. 8.1 Зависимость стационарной интенсивности ИРИ от мощности (J^* соответствует $P^* = 40$ МВт) при параметрах: $L = 50$ км; $\delta n_0^2 = 5.67 \times 10^{-4}$; $p = 3.0$; $\epsilon_c^0 = 1.5$. На графике отстройки обозначены: 1 — $\Delta f = 12.5$ кГц, 2 — $\Delta f = 25$ кГц, 3 — $\Delta f = 40$ кГц, 4 — $\Delta f = 60$ кГц, 5 — $\Delta f = 80$ кГц.

Эти тенденции в зависимости стационарного уровня излучения от эффективной мощности воздействия находят своё подтверждение в экспериментальных исследованиях, хотя данные наблюдений испытывают достаточно большой разброс,

определяемый различием в условиях проведения измерений. Это особенно проявляется при воздействии вблизи пороговых мощностей генерации ИРИ, когда даже небольшие вариации состояния ионосферы либо значений мощности ВН приводят к значительному изменению величины принимаемого сигнала. Пример экспериментальной зависимости стационарной интенсивности ИРИ от мощности ВН приведён на рис. 8.2. В данном цикле наблюдений максимум в развитии ИРИ наблюдался лишь для $\Delta f = 76$ кГц, что объясняет насыщение стационарной интенсивности излучения с ростом мощности только для данной отстройки и соответствует результатам численного моделирования.

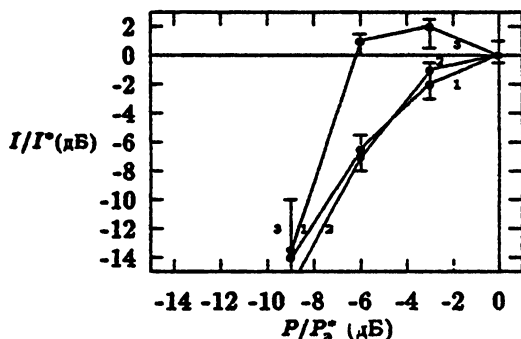


Рис. 8.2 Экспериментальная зависимость стационарной интенсивности ИРИ от мощности ВН, полученная на стенде 'Сура' 25.09.91, 13:41 – 13:54 при $f_0 = 5828$ кГц и $P_0^* = 40$ МВт. (I_0^* соответствует P_0^*) для отстроек: 1 – $\Delta f = 13$ кГц, 2 – $\Delta f = 38$ кГц, 3 – $\Delta f = 76$ кГц,

Для ДИРИ на стадии релаксации неоднородностей увеличение значений параметров $\frac{\Delta n^2}{N^2}$ и ϵ_c с ростом мощности ВН приводит к одинаковой тенденции в изменении динамики ДИРИ – появлению и росту максимума диагностического излучения, увеличению его контрастности, возрастанию времени достижения максимума и последующей релаксации излуче-

ния (см. рис. 3.1 и рис. 4.1). Лишь для $\Delta f \geq 60$ кГц рост максимума амплитуды ДИРИ, обусловленный возрастанием величины ϵ_c , немного замедляется вследствие обратной зависимости его амплитуды от величины $\frac{\Delta n^2}{N^2}$.

4.6 В заключение отметим некоторые закономерности динамики излучения в зависимости от величины отстройки Δf . Используя данные, приведенные на рис. 3 – 7, проведём вариации величины одного из параметров при неизменных значениях остальных для следующего набора параметров модели: $\delta n_0^2 = 4 \times 10^{-4}$, $P = 50$ МВт, $\epsilon_c = 0.2$, $L = 80$ км, $p = 3.25$. Выполненный анализ показывает, что для ИРИ на стадии непрерывного воздействия

- контрастность временного максимума ИРИ относительно стационарного уровня излучения возрастает с ростом величины отстройки;
- времена достижения максимума ИРИ слабо зависят от величины отстройки, несколько возрастая для $\Delta f < 25$ кГц;
- наблюдается обужение спектра ИРИ в процессе непрерывного нагрева.

Для ДИРИ на стадии релаксации МИИН с ростом величины отстройки увеличивается отношение амплитуд максимумов ИРИ к ДИРИ ($A_{\text{max}}^{\text{ИРИ}}/A_{\text{max}}^{\text{ДИРИ}} \approx 1$ при $\Delta f \approx 50$ кГц), а времена достижения максимума ДИРИ и, особенно, характерные времена последующей релаксации излучения уменьшаются.

5. Обсуждение результатов.

Приведённые в работе результаты численного моделирования имеют достаточно хорошее качественное, а в ряде случаев и количественное соответствие наблюдаемым характе-

ристикам ИРИ, что подтверждает правильность предложенной модели. Еще раз подчеркнём, что эта модель отражает характеристики только одной компоненты ИРИ – широкополосной компоненты излучения, занимающей область отрицательных отстроек от 15 до 80 кГц. Модель ИРИ основана на механизме генерации, связанном с двойной трансформацией электромагнитных волн (в верхнегибридные и обратно) при их рассеянии на мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностях. Широкий пространственный спектр верхнегибридных волн связан с многократным их рассеянием на неоднородностях, а широкий частотный спектр излучения связан при этом с индуцированным рассеянием плазменных волн, возникающих в процессе такой трансформации, на тепловых ионах. При этом, поскольку мелкомасштабные неоднородности, с одной стороны, определяют генерацию излучения, а с другой – поглощение излучения за счёт его аномального ослабления, то имеет место нелинейная зависимость интенсивности выходящего из ВО ионосферы излучения от мощности ВН, определяющей интенсивность этих неоднородностей. Напомним, что интегральная интенсивность неоднородностей (определяющая в свою очередь величину АО ВН – G_m) монотонно нарастает при непрерывном воздействии до своего стационарного состояния, уровень которого увеличивается с ростом мощности, и монотонно релаксирует в режиме диагностического зондирования. По результатам расчётов в соответствии с экспериментальными данными при малых мощностях воздействия амплитуда ИРИ также монотонно возрастает при непрерывном нагреве и начинает сразу релаксировать при переходе к диагностическому режиму излучения. Однако, начиная с определённых мощностей ВН, в динамике излучения наблюдается формирование максимумов ИРИ и ДИРИ, амплитуда и контрастность которых относительно стационарного уровня ИРИ увеличивается с ростом мощности ВН. Расчёты пока-

зывают, что появление максимума амплитуды ИРИ происходит при значениях мощности ВН, которым соответствует величина АО $G_m^S \sim G_m(t_0) \sim 4 \div 5$ (бóльшие значения G_m^S соответствуют меньшим отстройкам). Для бóльших мощностей волны накачки максимум интенсивности ИРИ имеет место при $G_m^*(t) \leq G_m^S$, в то время как стационарные значения $G_m(t_0)$ превышают G_m^S . При этом на временах развития ИРИ, бóльших чем время формирования максимума излучения, для значений $G_m(t) > G_m^*(t)$ аномальное ослабление как ВН, так и выходящего из ВО излучения влияет в большей степени на амплитуду ИРИ, чем увеличение его генерации. Последнее приводит к уменьшению интенсивности излучения при установлении стационарного уровня развития турбулентности по сравнению с его максимальной амплитудой на первых секундах воздействия, когда АО не было ещё столь значительно. Поскольку за генерацию излучения с бóльшими Δf в процессе высвечивания плазменных волн на МИИН ответственны неоднородности с бóльшими поперечными масштабами, то это излучение испытывает бóльшее АО и контрастность максимума амплитуды ИРИ здесь оказывается более ярко выраженной, что также соответствует экспериментальным данным. Отмечается, что именно увеличение значения АО, а не изменение величины надпороговости ϵ_c , в первую очередь, определяет формирование максимума ИРИ.

Подобно ИРИ, появление максимума ДИРИ происходит при определённых мощностях ВН, которым соответствуют значения $G_m^D \sim G_m(t_0) \sim 3 \div 4$ (бóльшие значения G_m^D , в отличие от ИРИ, соответствуют бóльшим отстройкам). С ростом мощности волны накачки максимум интенсивности ДИРИ имеет место при $G_m^*(t) \leq G_m^D$, в то время как стационарные значения $G_m(t_0)$ превышают G_m^D . После окончания режима непрерывного воздействия на ионосферную плазму и перехода в режим диагностического зондирования релаксация мелкомасштабных неоднородностей сопровождается

ется уменьшением АО, и в начале мы наблюдаем рост амплитуды ДИРИ, поскольку, при $G_m(t) \geq G_m^*(t)$ изменение АО в большей степени определяет интенсивность выходящего излучения, чем изменение его генерации. В дальнейшем, когда величина АО падает ниже значения $G_m^*(t)$, интенсивность излучения начинает уменьшаться. Такая динамика ИРИ и ДИРИ в зависимости от уровня АО хорошо прослеживается в экспериментах по зондированию различных уровней ВО. Результаты этих исследований приведены в [28].

Расчёты показывают, что с ростом мощности ВН времена достижения максимума ДИРИ и длительность релаксации диагностического излучения возрастают. Это определяется как увеличением значений АО, так и увеличением величины надпороговости ϵ_c . Последнее сопровождается расширением интервала масштабов спектра МИИН, участвующих в генерации излучения, в область более крупных масштабов, которым отвечают большие времена релаксации.

В работах [15], [28] отмечалось увеличение времён достижения максимума амплитуды ДИРИ и длительности последующей релаксации излучения при переходе от дневных к вечерним часам наблюдений (и, наоборот, уменьшение их значений при переходе от ночных к дневным часам). Как показывают численные расчёты, наблюдаемый эффект может быть связан с ростом величины надпороговости ϵ_c , определяемой как увеличением эффективной мощности ВН, так и уменьшением температуры T_e (в ночной ионосфере по сравнению с дневной). Не исключена также возможность, как это было предположено в [28], что наблюдающиеся в вечерние часы аномально большие времена релаксации ДИРИ определяются поддержанием интенсивности МИИН, созданных за время непрерывного воздействия, за счёт энергии самой диагностической волны. Однако данный вопрос нельзя считать в настоящее время полностью исследованным, и мы пока не учитываем такой процесс в модели релаксации МИИН.

Важной характеристикой ИРИ является зависимость его свойств от частоты ВН (вне областей частот ВН, близких к гармоникам гирочастоты электронов). Эксперименты показывают, что с уменьшением f_0 , особенно в области $f_0 \leq 5$ МГц, наблюдается усиление интенсивности максимумов ИРИ и ДИРИ и их контрастности относительно стационарного уровня излучения. Однако, в ряде случаев имеет место значительный рост амплитуды максимума ДИРИ в режиме зондирования по отношению к стационарному уровню до величины ~ 10 даже для небольших отстроек Δf . Это сопровождается подавлением максимума ИРИ и уменьшением его стационарной интенсивности при непрерывном воздействии (см. рис. 9, где для сравнения приведены осциллограммы ИРИ для $\Delta f \sim 20$ кГц при $f_0 = 5828, 5455$ и 4785 кГц). Расчёты показывают, что только изменение значения частоты не приводит к столь существенным изменениям в динамике излучения при сохранении неизменными всех остальных параметров модели. Соответствие расчётов и измерений можно получить, если с уменьшением f_0 происходит уменьшение показателя спектра МИИН до значений $p = 1.75$ (см. рис. 6). Обоснованность такого допущения следует из измерений [42], где было получено, что с понижением f_0 от 6 МГц до 3 МГц имело место более интенсивное развитие неоднородностей с $l_{\perp} \sim 3$ м по сравнению с декаметровыми неоднородностями. Следовательно, характер релаксации сигналов ДИРИ может служить индикатором формы спектра МИИН.

Рассмотрим рис. 10 а-д., на котором вместе с экспериментально снятыми характеристиками ИРИ и ДИРИ одновременно на пяти отстройках излучения приведены результаты модельных расчётов⁴. Здесь для каждой отстройки

⁴При построении экспериментальных осциллограмм на стадии релаксации МИИН после максимума ДИРИ для принимаемого сигнала была осуществлена компенсация (вычитание) уровня чисто диагностического излучения, связанного с узкополосной компонентой ИРИ [11], [7]. Это получение, усиливаясь по мере релаксации аномального ослабления ВН, приводит к затягиванию процесса релаксации ДИРИ.

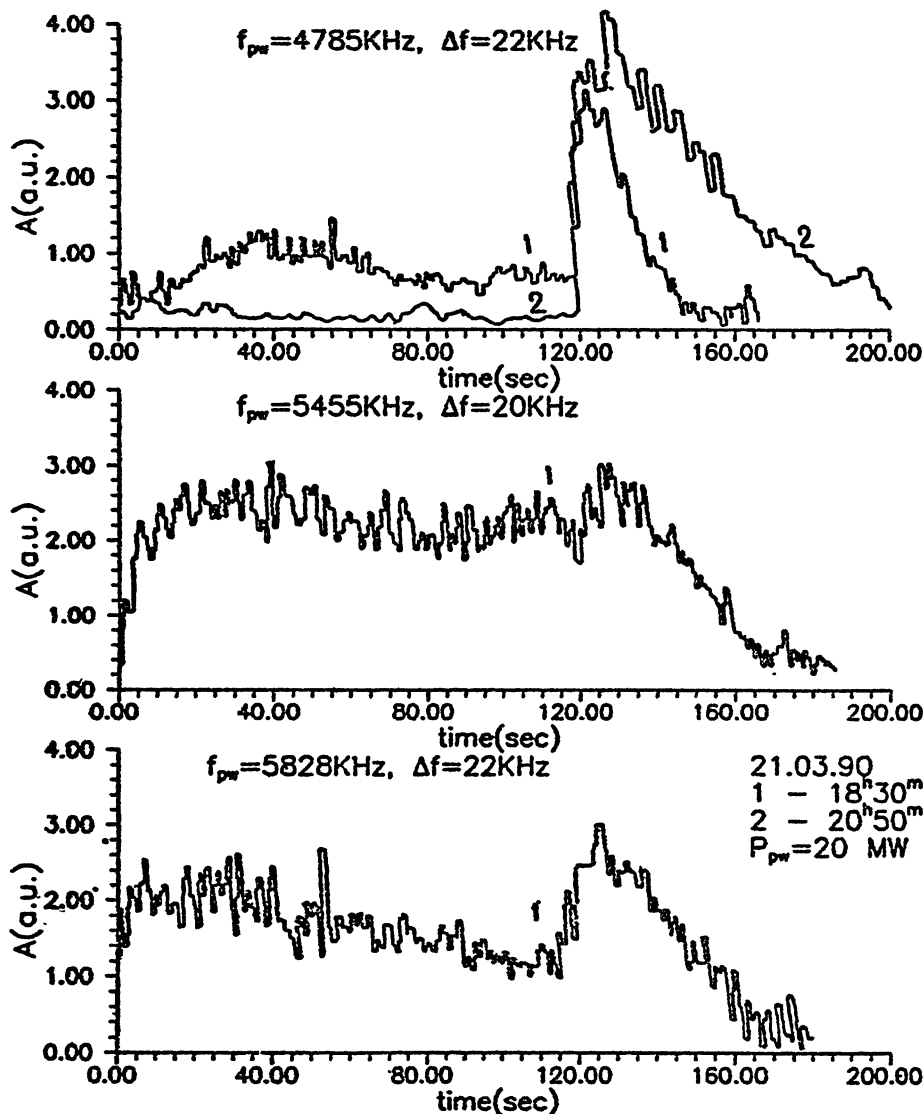


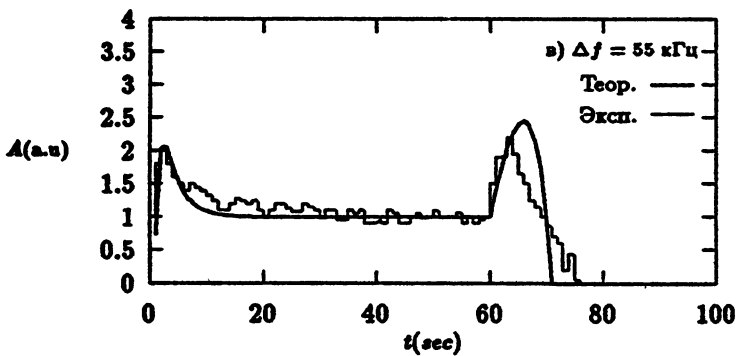
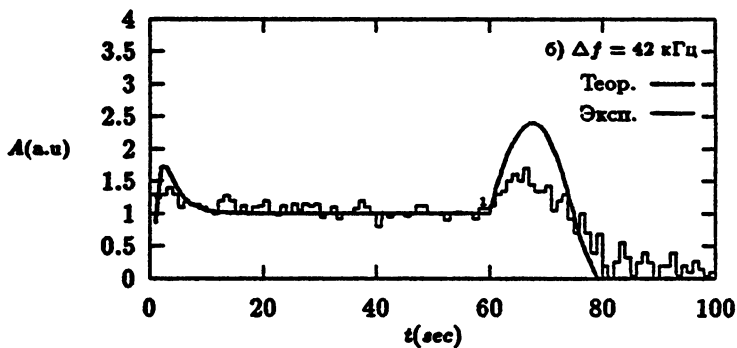
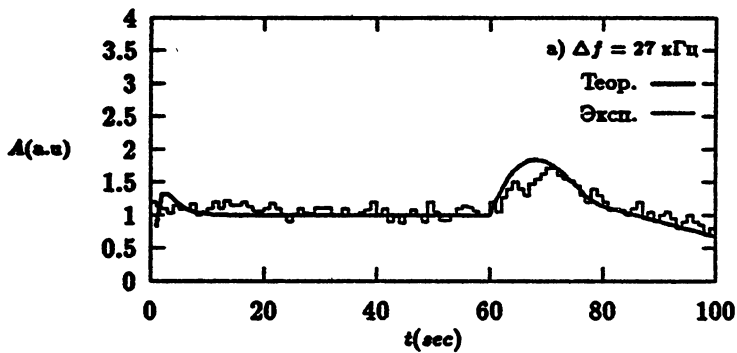
Рис.9 Пример экспериментальных результатов, полученных на стенде 'Сура'.

расчётное значение стационарной амплитуды ИРИ совмещалось с измеренным её значением. Кроме того, на рис. 10 е. приведены измеряемый и расчётный стационарный спектры излучения. В расчётах использовались вычисленные для условий проводимых измерений характеристики ионосферной плазмы: $h = 250$ км, $L = 80$ км и $\nu_e = 300$ с⁻¹. Экспериментальные наблюдения проводились 23.04.1991 г. в 21.10 на нагревном стенде 'Сура'; эффективная мощность ВН с учётом поглощения радиоволн в нижних слоях ионосферы составляла $P_e = 50$ МВт, частота ВН $f_0 = 5750$ кГц. Расчёты проводились при следующих значениях других свободных параметров: $\delta n_0^2 = 4.65 \times 10^{-4}$, $\epsilon_e^0 = 0.4$, $p = 3.5$, $l_{min} = 1$ м. Видно, что результаты моделирования показывают хорошее согласие с экспериментальными данными по величинам амплитуд максимумов ИРИ и ДИРИ, имея, однако, несколько более медленные экспериментально наблюдаемые времена релаксации излучения. Хорошее соответствие временной динамики амплитуды ИРИ при сравнении расчётных и экспериментальных данных дополняется подобием стационарных расчётного и экспериментального спектров излучения (см. рис. 10 е.) с темпом уменьшения интенсивности ~ 0.5 дБ/кГц в область больших отрицательных отстроек.

Таким образом, приведённые в работе результаты численного моделирования динамики ИРИ находятся в хорошем соответствии с общей картиной наблюдаемых явлений, а в ряде случаев имеют и достаточно хорошее количественное совпадение с измеренными параметрами излучения. В пределах предложенной модели генерации излучения находят своё объяснение следующие наблюдаемые факты:

— динамика развития ИРИ и ДИРИ с формированием максимума их амплитуды при достаточно больших мощностях ВН;

— вид стационарного спектра ИРИ в диапазоне отстроек $f_0 - f_{ИРИ} = 15 \div 80$ кГц;



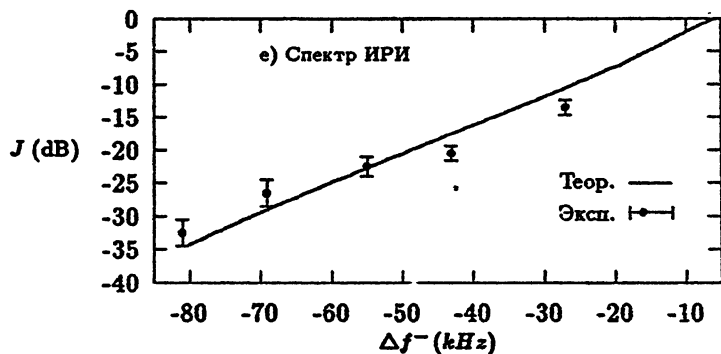
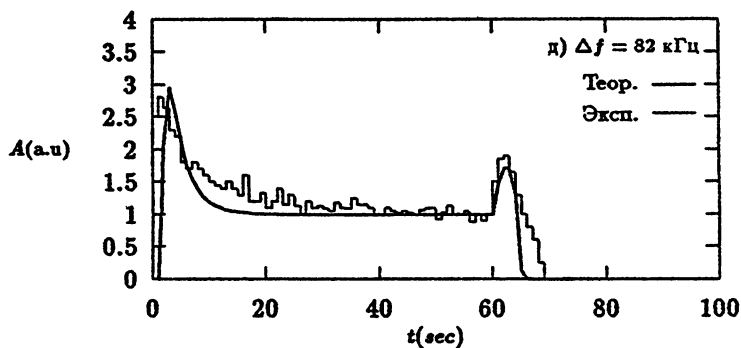
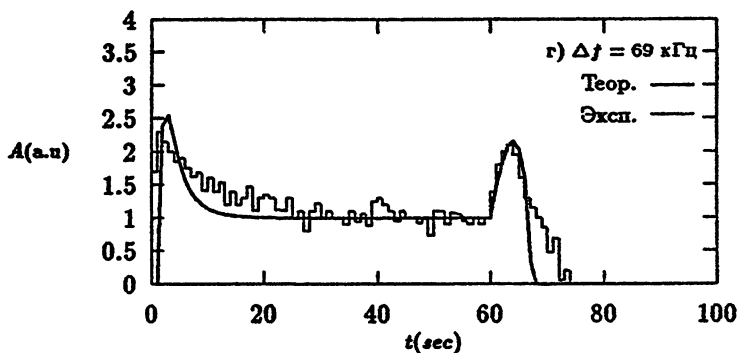


Рис. 10. Сравнение результатов экспериментальных наблюдений 23.04.91 с численным счетом при параметрах: $P = 50 \text{ МВт}$; $L = 80 \text{ км}$; $\frac{\Delta n^2}{N^2} = 4.65 \times 10^{-4}$, $G_m = 9.96$; $p = 3.5$; $\epsilon_c^0 = 0.4$

— насыщение стационарной интенсивности излучения с ростом мощности ВН.

Важно, что проведённое моделирование позволило определить влияние различных параметров как ионосферной плазмы, так и искусственной ионосферной турбулентности на свойства ИРИ и ДИРИ. Это открывает дополнительные возможности диагностики некоторых параметров турбулентности с помощью ИРИ, в частности, вида спектра МИИН, что имеет важное самостоятельное значение.

Проводимые в последние года многочисленные экспериментальные исследования показали, что ИРИ имеет сложный многокомпонентный состав, свидетельствующий о параллельном развитии нескольких типов неустойчивостей в ВО ионосферы. В настоящей работе мы коснулись лишь одного такого механизма: генерации широкополосной компоненты излучения в области отрицательных отстроек относительно f_0 . В настоящее время развиваются модели генерации главного спектрального максимума излучения [20], [21], узкополосной компоненты [18] и широкополосного максимума в области положительных отстроек [22] – [26].

Как показывают эксперименты, интенсивность и динамика всех этих компонент излучения в той или иной степени определяется характером эволюции и уровнем развития МИИН в ВО ионосферы [5], [7], [10], [43]. Несомненно, что проведение аналогичных модельных расчётов для этих компонент излучения и их сравнительный анализ может открыть новые возможности исследования свойств искусственной ионосферной турбулентности с помощью ИРИ. Однако уровень развития их теоретических моделей не даёт в настоящее время таких возможностей.

Авторы выражают глубокую признательность Российскому фонду фундаментальных исследований за финансовую поддержку (грант N 93-02-3310), оказанную при выполнении данной работы.

Литература

- [1] Беликович В.В., Е.А. Бенедиктов, С.М. Грач, Г.И. Терина. Двойная трансформация волн при рассеянии на искусственных ионосферных неоднородностях. Тезисы доклада на XIII Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. Ч. I. М.: Наука, 1981, 107–109
- [2] Thidé, B., H. Kopka, P Stubbe. *Math. Phys. Rev. Let.*, 49, 1561–1564, 1982.
- [3] Stubbe, P., H. Kopka, B. Thidé, and H. Derblom. *J. Geophys. Res.*, 89 7523–7536, 1984.
- [4] Leyser, T. B., B. Thidé et al. *J. Geophys. Res.*, 95 17233–17244, 1990.
- [5] Ерухимов Л. М., В. Л. Фролов. Динамические и спектральные характеристики искусственного радиоизлучения ионосферной плазмы. *Препринт НИРФИ, N 195*, Горький, 1984.
- [6] Бойко Г. Н., Л. М. Ерухимов и др. *Изв. ВУЗов - Радиофизика*, 28, 395, 1985.
- [7] Фролов В. Л., Е. Н. Сергеев. *Препринт НИРФИ, N 324*, Нижний Новгород, 1991.
- [8] Boiko G. N., S. A. Metelev, E. N. Sergeev, V. L. Frolov. Proc. of the 3-d Suzdal URSI Symposium on Modification of the Ionosphere by Powerful Radio Waves. Moscow, 1991, pp. 146 – 147
- [9] Leyser, T. B., B. Thidé, S. Goodman, M. Waldenvik, E. Veszelei, S. M. Grach, A. N. Karashtin, G. P. Komrakov, D. S. Kotik. *Phys. Rev. Lett.*, 68, 3299–3302, 1992.
- [10] Leyser, T. B., B. Thidé, S. Goodman, M. Waldenvik, V. L. Frolov, S. M. Grach, A. N. Karashtin, G. P. Komrakov, D. S. Kotik. *J. Geophys. Res.*, 98, 17597–17606, 1993.

- [11] Thidé Bo, A. Hedberg, J. A. Fejer, M. P. Sulzer. *Geophys. Res. Lett.*, 16, 369–372, 1989.
- [12] Lobachevsky, L. A., Yu. V. Gruzdev et al. *J. Atm. Terr. Phys.*, 54, 75–85, 1992.
- [13] Komrakov, G. P., S. M. Grach, M. A. Yurishchev, A. N. Karashtin, D. S. Kotik, B. Thidé, T. B. Leyser, M. Waldenvik, E. Veszelei. XXIY General URSI Assembly, Kyoto, 1993, Abstracts, 398.
- [14] Frolov V. L. Proc. of the 3-d Suzdal URSI Symposium on Modification of the Ionosphere by Powerful Radio Waves Moscow, 1991, 158–159.
- [15] Ерухимов Л. М., В. Я. Ковалев и др. Результаты экспериментальных исследований искусственной ионосферной ионосферной турбулентности, полученные на нагревном стенде Гиссар. *Препринт НИРФИ, N 290*, Нижний Новгород, 1989.
- [16] Беликович В.В., Е.А. Бенедиктов, С.М. Грач, Г.И. Терина. Рассеяние радиоволн от F – области ионосферы, возмущенной радиоизлучением обыкновенной поляризации. В кн.: ‘Эффекты искусственного воздействия мощным радиоизлучением на ионосферу Земли’. (Материалы Всесоюз. симпоз., Суздаль, сент. 1983). М.: ИЗМИРАН, 1983, 68 – 69
- [17] Грач С. М. *Изв. ВУЗов - Радиофизика*, 28, 684–693, 1985.
- [18] Leyser, T. B., B. Thidé. *J. Geophys. Res.*, 93, 8681–8688, 1988.
- [19] Leyser T. B. *Geophys. Res. Lett.*, 18, 408–411, 1991
- [20] Grach, S. M., M. M. Shvarts. Proc. of the 3-d Suzdal URSI Symposium on Modification of the Ionosphere by Powerful Radio Waves, Moscow, 1991, 89–90.

- [21] Будько Н. И., В. В. Васьков. *Препринт ИЗМИРАН, N 95(1042)*, 1993.
- [22] Будько Н. И., В. В. Васьков. *Геомагнетизм и астрономия*, 32, 80–90, 1992.
- [23] Tripathi, V. K., C. S. Liu. *J. Geophys. Res.*, 98, 1719–1723, 1993.
- [24] Goodman, S., B. Thidé, L. M. Erukhimov. *Geophys. Res. Lett.*, 20, 735–738, 1993.
- [25] Huang, J., S. P. Kuo. XXIV General URSI Assembly, Kyoto, 1993, Abstracts, p.403.
- [26] Kuo, S. P. *Phys. Fluids, B4*, 4094–4100, 1993.
- [27] Ерухимов Л.М., С. А. Метелев, Д. В. Разумов. *Изв. ВУЗов - Радиофизика*, 31, 1301–1308, 1988.
- [28] Фролов В. Л., Г. Н. Бойко, С. А. Метелев, Е. Н. Сергеев. О возможностях исследования искусственной ионосферной турбулентности с помощью искусственного радиоизлучения ионосферной плазмы. II. *Экспериментальные результаты Препринт НИРФИ, N 366*, Нижний Новгород, 1993.
- [29] Ерухимов Л. М., С. А. Метелев и др. В кн. "Тепловые нелинейные явления в плазме", ИПФ АН, Горький, 1979, 7–45.
- [30] Ерухимов Л. М., С. А. Метелев и др. *Изв. ВУЗов - Радиофизика*, 30, 208–225, 1987.
- [31] Беленов А. Ф. и др. О динамике мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей *Препринт НИРФИ, N 233*, Горький, 1987.

- [32] Беленов А. Ф., Л. М. Ерухимов, Е. Н. Сергеев, В. Л. Фролов. Особенности динамики мелкомасштабных искусственных неоднородностей при больших мощностях волны накачки. *Препринт НИРФИ, N 314*, Нижний Новгород, 1991.
- [33] Фролов В. Л. *Изв. ВУЗов - Радиофизика, 31, N 10*, с. 1164, 1988.
- [34] Коровин А. В. и др. *Изв. ВУЗов - Радиофизика, 24, N 6*, с. 675, 1981.
- [35] Грач С. М., Н. А. Митяков, В. О. Рапопорт, В. Ю Трахтенгерц. В кн. 'Тепловые нелинейные явления в плазме', ИПФ АН, Горький, 1979, 46-80.
- [36] Основы Физики Плазмы в 2-х томах. Под ред. Сагдеева Р. З., Москва, Энергоиздат, том 1, 1983.
- [37] Васьков В. В., С. Ф. Голян и др. *Письма в ЖЭТФ, 43*, 512-515, 1986.
- [38] Грач С. М., Н. А. Митяков, М. М. Шварц. *Геомагнетизм и астрономия, 29*, 590-596, 1989.
- [39] Грач С. М., М. М. Шварц. *Геомагнетизм и астрономия, 30*, 1008 - 1010, 1990.
- [40] Насыров А. М. Рассеяние радиоволн анизотропными ионосферными неоднородностями *Изд. Казанского Университета*, 1991
- [41] Voiko G. N., L. M. Erukhimov. Proc. of the 3-d Suzdal URSI Symposium on Modification of the Ionosphere by Powerful Radio Waves. Moscow, 1991, pp. 133 - 134
- [42] Беликович В. В., Л. М. Ерухимов, В. А. Зюзин, Ю. С. Коробков, О. М. Максименко, А. М. Насыров, Е. Н. Сергеев, В. Л. Фролов, П. Б. Шавин. *Изв. ВУЗов - Радиофизика, 30, N 3*, с. 251 - 256, 1988.

- [43] Фролов В. Л., С. М. Грач, Г. П. Комраков, Е. Н. Сергеев, Т. Б. Лейзер, Б. Тиде, М. Вальденвик, Е. Весзелей, С. Гудман. *Препринт НИРФИ, N 368*, Нижний Новгород, 1993.
- [44] Minkoff J., P. Kugelman, I. Weissman. *Radio Sci.*, 9, 941–956, 1974.
- [45] Arce T. L., M. C. Kelley et al. *International Summer School on Space Plasma Physics*, 31 May – 11 June 1993

О Г Л А В Л Е Н И Е

стр.

1. Введение.	3.
2. Характеристики широкополосной компоненты излучения и модель её генерации.	5.
3. Эмпирическая модель спектра МИИН.	10.
4. Результаты численного моделирования.	16.
5. Обсуждение результатов.	45.
Литература.	55.