

Министерство высшего и среднего специального образования РСФСР  
Горьковский ордена Трудового Красного Знамени  
научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ)

Препринт № 188

ИССЛЕДОВАНИЯ КРУПНОМАСШТАБНОЙ ОБЛАСТИ ВОЗМУЩЕНИЯ,  
ВОЗНИКАЮЩЕЙ ПРИ ВЕРТИКАЛЬНОМ НАГРЕВЕ ИОНОСФЕРЫ  
МОЩНЫМ КВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ  
И ЕЁ ВЛИЯНИЯ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН  
ЧАСТЬ I

Н. В. Бахметьева  
Е. А. Бенедиктов  
Д. А. Игнатьев  
Г. М. Ислюк  
С. Н. Матвеев  
В. И. Петрухина  
П. В. Павлов

Горький 1984

УДК 551.510.535

В работе приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований крупномасштабной области возмущения, возникающей при вертикальном нагреве ионосферы мощным коротковолновым радиоизлучением. Определены такие параметры искусственной ОВ, как горизонтальные и вертикальные размеры, величина относительных изменений электронной концентрации. Исследовано влияние ОВ на характеристики пробных волн на трассах различной протяженности.

## ВВЕДЕНИЕ

Теоретическим и экспериментальным исследованием воздействия мощным КВ радиоизлучением на ионосферную плазму Земли посвящено много работ. В значительной степени это связано с многообразием и сложностью процессов, имеющих место в плазме под действием мощной волны.

Существенно также влияние этих процессов на распространение радиоволн через искусственную область возмущения (ОВ) ионосферы.

Крупномасштабная область возмущения (её вертикальные размеры определяются ионосферными условиями, а горизонтальные — диаграммой направленности антенны возмущающего передатчика и могут достигать ~100 км) в F-слое действует на проходящие радиоволны подобно фокусирующей линзе [1]. В свою очередь, эксперименты по ракурсному рассеянию радиоволн [2], прием радиоизлучения дискретных космических источников и сигналов бортовых передатчиков ИСЗ, прошедших через ОВ [3, 4], диагностика ОВ пробными волнами [5], методами НЗ и ВНЗ [6, 7] показали наличие в искусственно-возмущенной области ионосферы целого спектра неоднородностей электронной концентрации различных масштабов. При этом крупномасштабная область возмущения представляет особый интерес, как имеющая наибольшие относительные изменения электронной концентрации и максимальные размеры.

Настоящая работа представляет собой попытку систематизации результатов теоретических и экспериментальных исследований параметров крупномасштабной ОВ и её влияния на распространение радиоволн. Приводимые экспериментальные результаты получены, в основном, в НИРФИ. В качестве средства, возмущающего ионосферу, использовались нагретые стеллы НИРФИ.

Работа состоит из двух частей. В первой из них приведены результаты теоретических исследований крупномасштабной ОВ, определены её важнейшие параметры, такие как горизонтальные и вертикальные размеры и величина  $\Delta N_e / N_{e0}$  в ней, обсуждены различные аспекты влияния ОВ

на пробные волны (ПВ).

Представлены результаты серии расчетов по изменению характеристик ПВ под действием мощного радионизлучения.

Во второй части работы приведены результаты экспериментальных исследований ОБ как искусственной ионосферной линзы, определены её параметры, исследовано влияние ОБ на пробные волны на трассах различной протяжённости.

Кроме того, получены сведения о среднemasштабных (сотни метров) неоднородностях электронной концентрации, возникающих в F-слое ионосферы под действием поля мощной волны. Исследовано влияние этих неоднородностей на различные характеристики пробных радиоволн. Приведены результаты экспериментов по нагреву нижней ионосферы.

## 1. ПАРАМЕТРЫ ИСКУССТВЕННОЙ ОБЛАСТИ ВОЗМУЩЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩЕЙ ПРИ ВЕРТИКАЛЬНОМ НАГРЕВЕ ИОНОСФЕРЫ ПОЛЕМ МОЩНЫХ РАДИОВОЛН

### 1.1. Общие физические представления о возмущении ионосферы на высотах E- и F-слоев

Под действием мощного радионизлучения в ионосфере происходит увеличение температуры электронов плазмы, что вызывает изменение электронной концентрации  $N_e$  вследствие изменения баланса ионизации и диффузионного выталкивания плазмы из нагретой области. Первый процесс играет основную роль на высотах до  $z \sim 180 + 200$  км, второй — в F-слое ионосферы [8].

На высотах F-слоя, где определяющими являются процессы диффузии, нагрев электронного газа приводит к уменьшению концентрации ( $\Delta N_e / N_{e0} < 0$ ) в нагретой области (области возмущения (ОВ)). В области максимума F-слоя устанавливается гидродинамическое равновесие в распределении концентрации. Согласно элементарной теории, из условия сохранения давления плазмы можно получить [8] приближенную связь возмущений концентрации  $\Delta N_e$  и температуры  $\Delta T_e$  при  $\Delta N_e / N_{e0} \ll 1$ ,  $\Delta T_e / T_{e0} \ll 1$ , а именно:

$$\frac{\Delta N_e}{N_{e0}} \approx -\frac{1}{2} \frac{\Delta T_e}{T_{e0}}, \quad (1.1.1)$$

где  $N_{e0}$  и  $T_{e0}$  — невозмущённые значения концентрации и температуры электронов. В более общем случае (при любых  $\Delta N_e$  и  $\Delta T_e$ ) полагаем

без учета теплопроводности  $\Delta T_e / T_{e0} = (E_0 / E_p)^2$ , получаем [9]

$$\frac{\Delta N_e}{N_{e0}} = - \frac{(E_0 / \dot{E}_p)^2}{1 + T_i / T_{e0} + (E_0 / E_p)^2} \quad (I.1.2)$$

Здесь  $T_i$  - температура ионов,  $E_0$  - амплитуда электрического поля мощной волны,  $E_p$  - характерное плазменное поле. Заметим, что формула (I.1.2) справедлива до значений  $E_0 \leq E_p$  [8].

Приведенное выражение для  $\Delta N_e / N_{e0}$  получено без учета теплопроводности и фотохимических реакций, поэтому дает оценку максимальных изменений электронной концентрации в ОВ для слоя F [9]. Оценки, сделанные по этой формуле, показывают, что при работе нагревного передатчика на частоте 6 МГц с эффективной мощностью 100 + 400 МВт можно было бы скидывать образование ОВ с максимальными значениями  $\Delta N_e / N_{e0} \leq 0,3 + 0,5$ . При этом ясно, что учёт названных выше факторов должен приводить к снижению величины  $\Delta N_e / N_{e0}$ .

Увеличение температуры электронов  $T_e$  в F-слое происходит в первые доли секунды с начала нагрева. Время установления температуры составляет по порядку величины  $\tau_T \sim 1 / \delta \nu_{зф} \sim 50$  с, где  $\delta$  - средняя доля энергии, теряемая электроном при одном соударении,  $\nu_{зф}$  - эффективная частота соударений. Уменьшение концентрации электронов в F-слое происходит с характерным временем

$$\tau_N \approx z_0^2 / D_{a||},$$

где  $z_0$  - характерный размер возмущения вдоль магнитного поля,  $D_{a||}$  - продольная компонента тензора амбиполярной диффузии. Вертикальные размеры ОВ в обычных условиях могут составлять десятки км, при этом  $\tau$  порядка 10 + 15 минут, а иногда и более. Горизонтальные размеры ОВ определяются диаграммой направленности антенны возмущающего передатчика (ВП) [8].

При формировании в F-слое ионосферы крупномасштабной ОВ возникает целый ряд интересных явлений, часть из которых подробно проанализирована в [8]. Отмечается, в частности, что существенным нелинейным эффектом для КВ радиоволн является сдвиг точки отражения волны. Величина сдвига, согласно [8], может составлять несколько километров при эквивалентной мощности установки нагрева  $P_G \approx 10$  МВт. В F-слое при  $\Delta N_e / N_{e0} < 0$  точка отражения смещается вверх, волна выталкивает плазму, что должно приводить к уменьшению критической час-

тоты слоя F (при условии, что OB захватывает высоту максимума).

Кроме того, в области отражения поле волны возрастает и увеличивается её поглощение. Как показано в [8], это обстоятельство может служить причиной появления релаксационных колебаний плазмы, частота которых убывает с ростом поглощаемой мощности и с уменьшением градиента  $N_e$  по высоте.

Существенным также является возбуждение параметрической неустойчивости в области отражения. Как показано в [10], учет диссипации плазменных волн при этом может приводить к более интенсивному нагреву F-слоя, что, в свою очередь, вызывает дополнительное изменение концентрации  $N_e$  в OB при нагреве плазмы обыкновенной компонентой мощной волны. К дополнительному уменьшению электронной концентрации в F-слое, согласно [11], могут в определенных условиях приводить и фотохимические процессы. То обстоятельство, что крупномасштабная OB в F-слое с  $\Delta N_e / N_{e0} < 0$  подобна фокусирующей линзе, является важным при исследовании вопросов распространения радиоволн на трассах различной протяженности.

На высотах E- и нижней части F-слоя эффективный коэффициент рекомбинации ионосферной плазмы уменьшается с ростом электронной температуры, что должно сопровождаться ростом  $\Delta N_e / N_{e0}$ . Согласно [8], для приближенной оценки изменений концентрации электронов при нагреве можно воспользоваться соотношением

$$\frac{\Delta N_e}{N_{e0}} = \gamma_1 \left( \frac{\Delta T_e}{T_{e0}} \right)^2, \quad (I.I.3)$$

где  $\gamma_1 = (\lambda_1 n_{NO^+} + \lambda_2 n_{O_2^+}) / (2 - n_{O^+})$ .

Здесь фактор  $\gamma_1(z)$  характеризует изменение баланса ионизации,  $\lambda_1 = 1, 2$ ,  $\lambda_2 = 0, 7$ ,  $n_{NO^+}$  и  $n_{O_2^+}$  - относительные концентрации ионов в невозмущенной плазме. Зависимость коэффициента  $\gamma_1$  от высоты  $z$  для дневной ионосферы дана в [8], откуда следует, что  $\gamma_1$  остается близким к 0,5 до высот  $z \sim 160 + 170$  км, затем быстро спадает и при  $z > 200$  км равен нулю. Приближенно можно считать, что  $\gamma_1 = 0,5$  при  $z \leq 180$  км и  $\gamma_1 = 0$  при  $z > 180$  км. Формула (I.I.3) справедлива вплоть до значений  $\Delta T_e / T_{e0} \approx 1$ . Возмущение концентрации в E-слое при эффективной мощности нагревного передатчика  $PG \geq 100$  МВт может достигать десятков процентов [12].

При отражении мощных радиоволн от слоя E вертикальный масштаб возмущения сравнительно мал:  $L \sim 100 + 300$  м [8, 12]. При работе нагревного передатчика на частотах  $f_H \approx f_o E$  происходит объемный нагрев плазмы во всём слое E и вертикальный масштаб возмущения может составлять 20 + 40 км [8, 12].

Горизонтальные размеры OB в E-слое определяются, как и ранее, угловой шириной диаграммы направленности антенны ВП. Время развития возмущения определяется коэффициентом диссоциативной рекомбинации  $\alpha$  и для типичных дневных условий составляет  $\sim 30 + 50$  с. Крупномасштабная OB в E-слое или "линза", как её называют, является дефокусирующей. Комбинация двух и более таких линз может привести к ряду любопытных явлений, некоторые из них будут рассмотрены ниже.

Использование в последние годы новых мощных радиосредств в качестве нагревных передатчиков ( $PG \sim 150 + 300$  МВт) и новых методов диагностики позволило обнаружить появление положительных возмущений  $\Delta N_e$  на высотах нижней части F-слоя в дневных условиях [13]. В качестве механизма образования такого возмущения предложен механизм стимулированной ионизации фотоэлектронами, ускоренными в области плазменного резонанса [14].

## 1.2. Некоторые вопросы моделирования крупномасштабной области возмущения

Интерес к вопросам моделирования искусственной OB, возникающей при вертикальном нагреве ионосферы полем мощных радиоволн, связан с осуществлением в последнее десятилетие большого числа экспериментов с использованием мощных нагревных радиосредств. При анализе результатов многих экспериментов целесообразно рассматривать крупномасштабную OB как ионосферную линзу. При этом интерпретация результатов, в особенности, количественное их описание во многом зависит от модели крупномасштабной OB, от таких её параметров, как величина относительных изменений электронной концентрации, вертикальные и горизонтальные размеры. Как следствие этого, в последние годы значительно возросло количество публикаций, посвященных вопросам математического моделирования OB. Общие выводы относительно возмущений температуры и концентрации электронов в нагретой области ионосферы представлены в I.1 (на основе, главным образом, монографии [8]). Остановимся на некоторых вопросах моделирования OB, затронутых в работах [9, 15-19],

где получены численные решения уравнений, описывающих искусственные возмущения в ионосфере. На наш взгляд, наиболее существенным отличием расчетов, проведенных, например, в [9, 15-18], друг от друга, является использование в них различных граничных условий для электронной температуры  $T_e$  и концентрации  $N_e$ , что, естественно, приводит даже к качественному отличию решений (см. ниже).

В [15] приведены рассчитанные на основе уравнений непрерывности и теплопроводности изменения температуры и концентрации электронов при работе греющего передатчика на обыкновенной компоненте вблизи критической частоты F-слоя с эквивалентной мощностью  $PG \approx 25$  и 100 МВт. При нагреве F-слоя в течение двух минут увеличение температуры на высоте максимального нагрева составило  $21 - 26\%$ , при этом электронная концентрация уменьшилась на  $3 - 3,5\%$ .

В [16] с учетом лишь диффузионного механизма перераспределения электронной концентрации в OB получено решение уравнения непрерывности в стационарном случае. В качестве граничного условия использовалось равенство нулю возмущений электронной концентрации  $\Delta N_e = 0$  на нижней границе ионосферы, а распределение  $T_e$  в области возмущения задавалось в виде  $T_e = T_{e0} + T_{e0}^{(0)} \exp\{-[(z-z')/L]^2\}$ , где  $z' = 70$  км,  $L = 30$  км (высота отсчитывалась от начала ионосферы). Было получено, что при нагреве F-слоя наряду с локальными отрицательными изменениями  $\Delta N_e$  существуют и нелокальные положительные. Пример расчетов приведен на рис. 1.1.1, где представлены невозмущенный профиль - 1 и возмущенный - 2, рассчитанные для  $T_{e0}^{(0)} = 1600^\circ$  при значении  $T_{e0} = 1400^\circ\text{K}$ . В этом случае относительная величина отрицательных изменений электронной концентрации составила примерно 20%.

В [17] при расчетах изменений профиля электронной концентрации за счет омического нагрева дневной ионосферы до определенной температуры учитывалась высотная зависимость как коэффициента диффузии, так и фотохимических процессов. В качестве граничных использовались условия равенства нулю возмущений электронной концентрации  $\Delta N_e = 0$  на нижней и верхней границах, которые выбирались достаточно далеко от уровня отражения. Расчеты показали, что с ростом величины  $\Delta T_e / T_{e0}$  электронная концентрация в OB уменьшается, причём изменение  $T_e$  на величину  $20 - 50\%$  вблизи максимума F-слоя вызывает уменьшение электронной концентрации на  $19 - 38\%$ . Пример расчета  $N_e$  для высоты нагрева  $z' = 300$  км (точки) и  $z' = 230$  км (крестики) и  $\Delta T_e / T_{e0} = 0,2$  приведен на рис. 1.1.2.



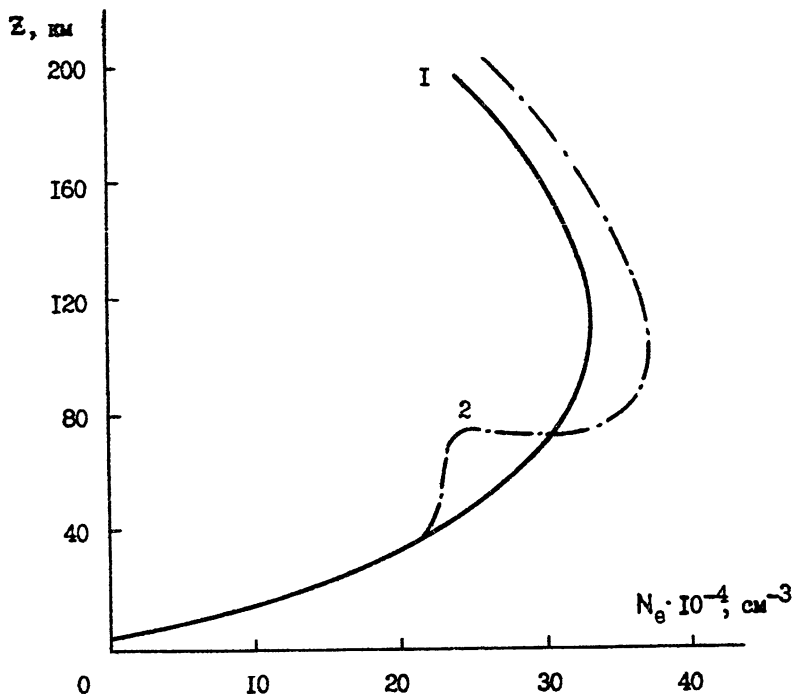


Рис. 1.11

В [18] совместно решались уравнения для концентрации и температуры электронов с учетом дополнительного источника нагрева при условии полного поглощения в ионосфере энергии мощного радиоизлучения. Интервал решения задачи распространен на всю магнитную силовую трубку вплоть до сопряженной области.

Результаты расчетов возмущений  $T_e$  и  $N_e$  в дневной ионосфере в стационарном случае показаны на рис. 1.1.3 (а, б) (высота нагрева  $z' = 300$  км, эквивалентная мощность  $PG = 25$  МВт поглощается в интервале высот  $\Delta z = 15$  км). Изменения  $\Delta N_e / N_{e0}$  вблизи точки отражения мощной волны составили в этом случае примерно 40%.

Таким образом, проведенные в [3, 15-18] расчеты параметров области возмущения, возникающей при нагреве F-слоя мощным КВ радиоиз-

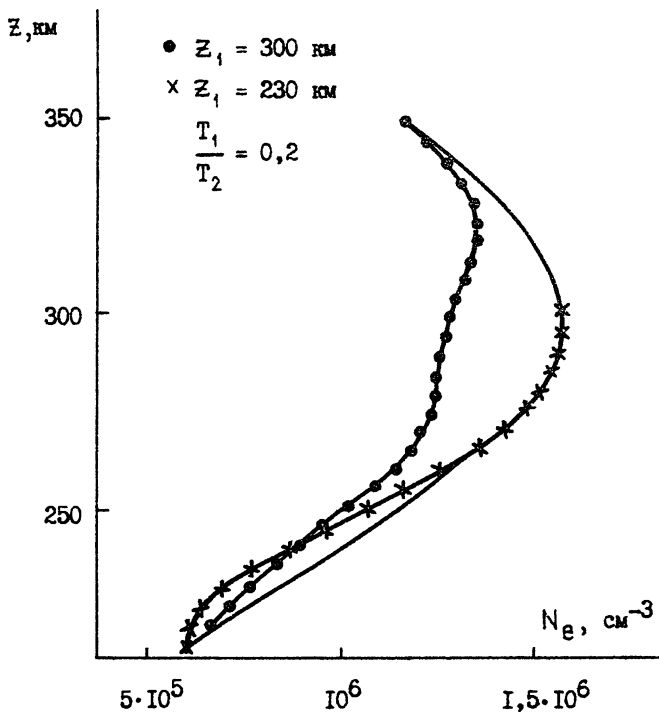
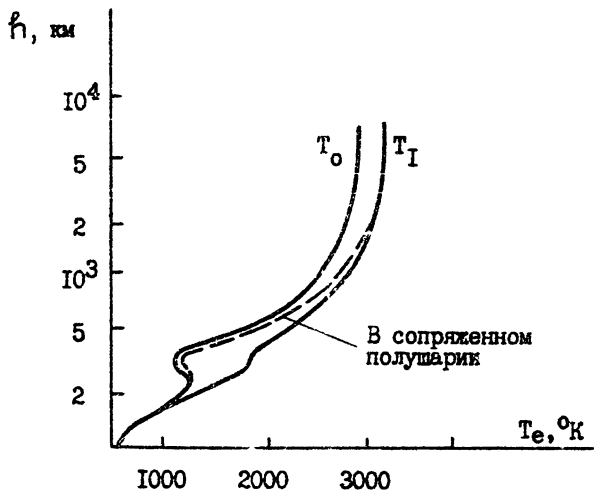


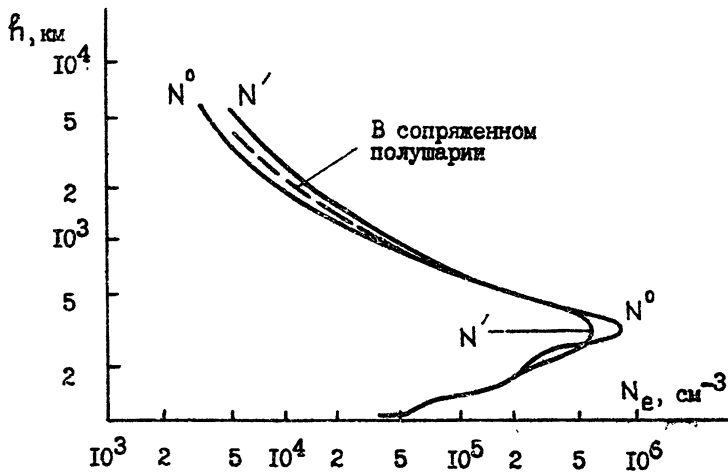
Рис. 1.1.2

лучением, показали уменьшение электронной концентрации в ОВ. В зависимости от того, какие процессы учтены при расчетах ОВ, получены значения  $\Delta N_e/N_{e0}$  от 3 до 40% для эквивалентной мощности нагревного передатчика порядка 25 МВт. Однако следует заметить, что большая величина  $\Delta N_e/N_{e0}$  для мощности нагревного передатчика  $P_G \approx 25$  МВт представляется маловероятной и не зафиксирована экспериментально. Поэтому при создании модели ОВ необходимо учитывать это обстоятельство и опираться на экспериментальные исследования.

Следует отметить также работу [19], в которой путем численного решения уравнений для  $N_e$ ,  $T_e$  изучено поведение мощного узкого пучка радиоволн при воздействии его на F-слой ионосферы. Показано, что



а)



б)

Рис. 1.1.3

при больших мощностях ( $PG \approx 10$  МВт) происходит расслоение пучка на фоне общего понижения электронной концентрации в F-слое.

### 1.3. Аналитическая модель ОВ на высотах 100 - 400 км

В данном параграфе на основе сложившихся представлений о механизме формирования крупномасштабной области изменения электронной концентрации, возникающей в ионосфере под действием мощного радиоизлучения, предлагается двумерная модель этой области, достаточно простая для использования её в траекторных расчетах. При построении модели учтены основные процессы, принимающие участие в формировании ОВ.

Без учета теплопроводности зависимость возмущений температуры электронов  $\Delta T_e = T_e - T_{e0}$  в ОВ от параметров нагревного передатчика можно представить в виде [8]

$$\frac{\Delta T_e}{T_{e0}} \approx \left( \frac{E_0}{E_p} \right)^2, \quad (1.1.4)$$

где  $E_p$  - характерное плазменное поле [8], а  $E_0$  - напряженность электрического поля мощного радиоизлучения, которую на высоте  $Z$  можно, в частности, определить выражением

$$E_0 \approx \frac{300 \sqrt{PG}}{Z} \left[ \frac{\text{МВ}}{\text{м}} \right].$$

Здесь  $P$  - мощность греющего передатчика в кВт,  $G$  - коэффициент направленного действия его антенны по отношению к ненаправленному излучателю. Заметим, что формула (1.1.4) справедлива до значения  $E_0 \leq E_p$  [8].

В области высот  $Z \leq 180 - 200$  км значение электронной концентрации определяется фотохимическими процессами [20]. Тогда в случае относительно слабых возмущений справедливо соотношение

$$\frac{\Delta N_e}{N_{e0}} \approx \frac{\gamma}{2} \left( \frac{E_0}{E_p} \right)^2, \quad (1.1.5)$$

где  $\gamma$  - коэффициент температурной зависимости скоростей диссоциативной рекомбинации атмосферных ионов.

На высотах  $Z > 180 - 200$  км, где преобладают ионообменные реакции, в области возмущения устанавливается гидродинамически равновесное распределение электронной концентрации [9]. В этом случае для

возмущения  $N_e$  справедливо выражение (I.I.2)

Таким образом, максимальные возмущения электронной концентрации в нагретой области, расположенной на высотах  $100 \leq z \leq 400$  км, с учетом (I.I.2), (I.I.5) определяются выражением

$$\frac{\Delta N_e}{N_{e0}} = \frac{\gamma(z)}{2} \left( \frac{E_0}{E_p} \right)^2 - \frac{\beta(z) \left( \frac{E_0}{E_p} \right)^2}{1 + \frac{T_L}{T_{e0}} + \left( \frac{E_0}{E_p} \right)^2}.$$

Здесь  $\gamma(z)$  и  $\beta(z)$  учитывают переход по высоте от определяющей роли в значениях возмущений фотохимических процессов к процессам переноса.

Вертикальные размеры  $z_0$  крупномасштабной ОВ во многом определяются ионосферными условиями [8, 15-18], а горизонтальные  $x_0$  - шириной диаграммы направленности нагревного передатчика.

С учетом этого относительные изменения электронной концентрации при отражении мощной волны на высоте  $z = z_B$ , вызываемые вертикальными нагревом ионосферы передатчиком, имеющим горизонтальную координату  $x_B$ , определяются выражением

$$\begin{aligned} \frac{\Delta N_e}{N_{e0}} = & \left[ \frac{\gamma}{2} \left( \frac{E_0}{E_p} \right)^2 - \frac{\beta \left( \frac{E_0}{E_p} \right)^2}{1 + \frac{T_L}{T_{e0}} + \left( \frac{E_0}{E_p} \right)^2} \right] \left\{ \frac{1}{2} \left[ 1 - \frac{(z - z_B)^3}{0,1 + |z - z_B|^3} \right] + \right. \\ & \left. + \alpha \exp \left[ - \left( \frac{z - z_B}{z_0} \right)^2 \right] \right\} \exp \left[ - \left( \frac{x - x_B}{x_0} \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (I.I.6)$$

Первое слагаемое в фигурных скобках учитывает нагрев ионосферы за счет омических потерь при прохождении мощной волны до точки отражения  $z = z_B$ . Калибровочная константа  $\alpha$  учитывает поглощение радиоволн в нижележащих слоях, "разбухание" поля вблизи точки отражения, трансформацию волн в продольные колебания и другие факторы. Подбором величины  $\alpha$  можно достичь соответствия расчетной величины  $\Delta N_e / N_{e0}$ , определяемой моделью (I.I.6), с величиной  $\Delta N_e / N_{e0}$ , полученной по результатам прямых экспериментов (см., например, [21]).

Величина  $(E_0 / E_p)^2$  определяется выражением

$$\left( \frac{E_0}{E_p} \right)^2 = \frac{5,2 \cdot 10^{13} \text{ PG}}{\delta T_{e0} z^2 [(\omega + \omega_H)^2 + \gamma_{эф}]^2}.$$

Таблица I.I.I

Z, км	100	150	200	250	300	350	400
$T_{eo}, K$	240	800	1300	1700	2000	2200	2400
	210	670	900	1000	1200	1300	1400
	210	670	1100	1300	1400	1420	1450
	210	650	850	910	930	940	950
$T_L, K$	0,5	0,35	0	0	0	0	0
$\chi$	0	0	0,3	0,9	0,88	0,8	0,7
$\beta$	0,10	0,52	2,3	9,2	28	70	170
$Z_0, км$	0,20	3,1	3,0	16,0	72,0	470	900
$\delta$	$2 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-4}$	$9 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$5 \cdot 10^{-5}$

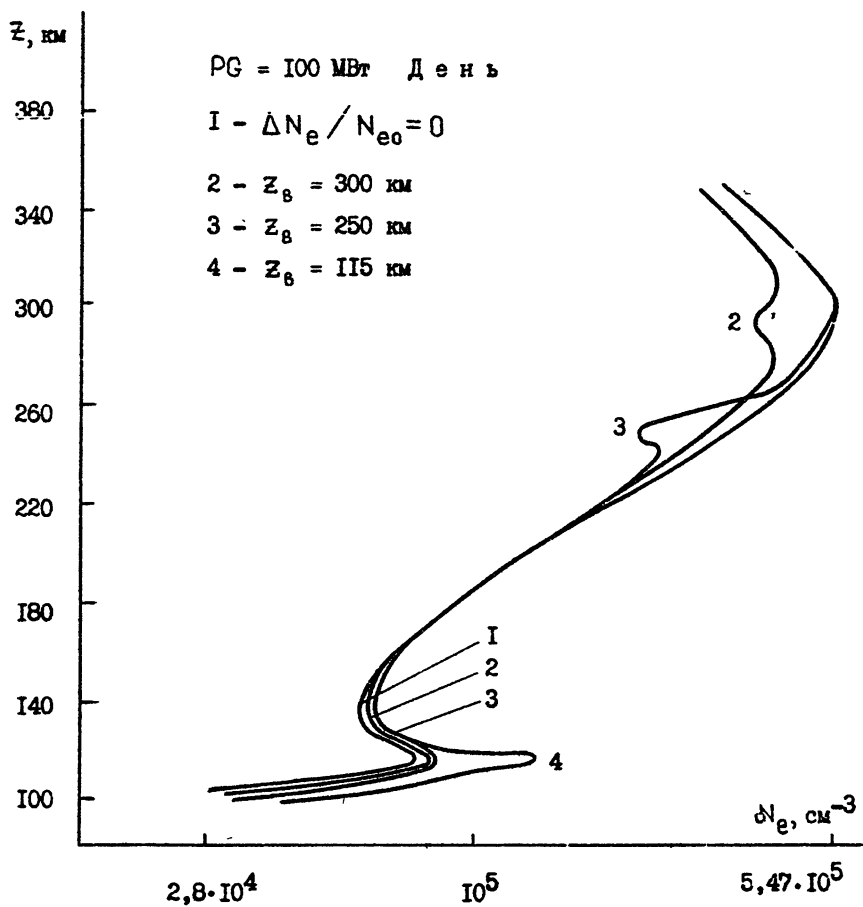


Рис. 1.1.4

Здесь  $T_{e0}$  - невозмущенная температура электронов, выраженная в градусах Кельвина,  $\delta$  - часть энергии, отдаваемая электроном при столкновении,  $\omega_H$  - гирочастота и  $\omega_{эф}$  - эффективная частота соударений электронов,  $Z$  - высота в км,  $PG$  - в киловаттах. Частота нагрева  $\omega$  определяется по высоте  $Z_B$  из профиля невозмущенной ионосферы  $N_{e0}(Z)$ .

Величины  $\gamma$ ,  $\beta$ ,  $\delta$ ,  $T_{e0}$ ,  $T_i$  и вертикальный размер  $Z_0$  необходимо задавать. Для средних широт и среднего уровня солнечной активности эти сведения содержатся в табл. I.I.I (частично взятой из [8]), причем верхнее число в каждой строке для  $T_{e0}$ ,  $T_i$  и  $Z_0$  соответствует дневным условиям, а нижнее - ночным. Расчеты величины  $\Delta N_e / N_{e0}$ , описываемой формулой (I.I.6), были сделаны с использованием невозмущенного профиля электронной концентрации, задаваемого моделью [22], скорректированной по прогнозам МПЧ [23] (критические частоты) и картам геометрических параметров слоя F2 [24] (высота максимума).

Приведем ряд примеров. Рис. I.I.4 иллюстрирует деформацию высотного профиля электронной концентрации при нагреве дневной ионосферы на высотах  $Z_B = 300$  км (кривая 2),  $Z_B = 250$  км (кривая 3) и  $Z_B = 115$  км (кривая 4) передатчиком с эквивалентной мощностью  $PG = 100$  МВт.

Кривая I характеризует невозмущенный профиль электронной концентрации. Значение коэффициента  $\alpha$  выбрано равным 2. Рис. I.I.5 относится к случаю нагрева ночной ионосферы на высотах  $Z_B = 300$  км (кривая 2),  $Z_B = 250$  км (кривая 3) и  $Z_B = 200$  км (кривая 4).

Кривая I по-прежнему относится к невозмущенному профилю (только теперь ночной ионосферы),  $PG = 40$  МВт.

Зависимость степени искусственной возмущенности дневной ионосферы  $\Delta N_e / N_{e0}$  от эквивалентной мощности нагревного передатчика и высоты нагрева отражена в табл. I.I.2. Расчеты сделаны при следующих значениях величин:  $f_o E = 2,5$  МГц,  $f_o F2 = 6$  МГц,  $x_B = 1300$  км,  $\alpha = 2$ .

Анализ расчетов, сделанных по предложенной модели, показал её качественное согласие с расчетами параметров OB, выполненных другими методами, в частности [15-18]. Получилось, что нагрев F-слоя ионосферы наиболее эффективен вблизи максимума слоя, а именно при  $Z_B \sim 0,8 Z_{F2}$ , где  $Z_{F2}$  - высота максимума F-слоя. С ростом эквивалентной мощности нагревного передатчика значения относительных изменений электронной концентрации растут. Для эффективного нагрева ночной ионосферы требуются гораздо меньшие значения  $PG$ , чем днем.

Количественное соответствие с результатами других расчетов, а так-



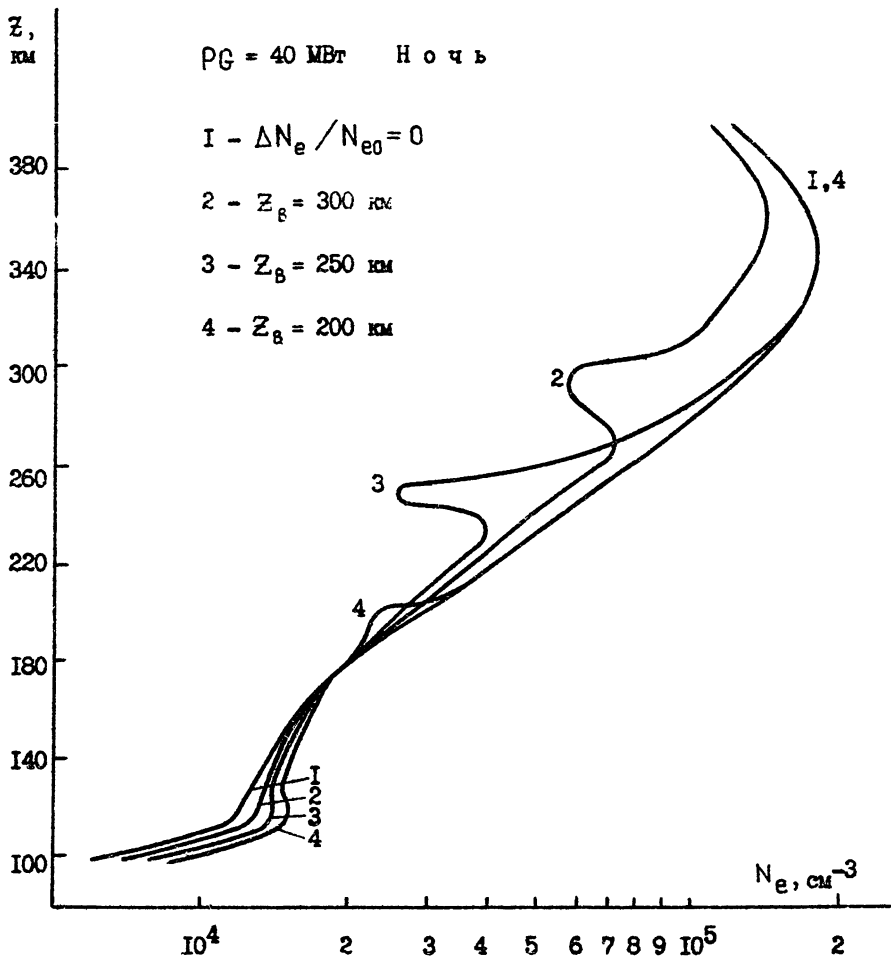


Рис. 1.1.5

же с данными экспериментов может быть достигнуто при учете реальной

Т а б л и ц а 1.1.2

$z_B, \text{км}$ : $PG, \text{МВт}$	115	170	200	220	250	280	300
30	+0,21	+0,01	-0,04	-0,07	-0,11	-0,10	-0,10
100	+0,29	+0,04	-0,12	-0,21	-0,34	-0,31	-0,31
150	+1,1	+0,08	-0,18	-0,29	-0,47	-0,44	-0,43

ионосферной обстановки и подходящем выборе калибровочной константы  $\alpha$ . На рис. 1.1.6 приведен график зависимости относительных изменений электронной концентрации при нагреве максимума F-слоя ( $z_B = 300 \text{ км}$ ) передатчиком с  $PG \approx 100 \text{ МВт}$  от величины  $\alpha$ , который и можно использовать для сопоставления экспериментальных и расчетных величин  $\Delta N_e / N_{e0}$ .

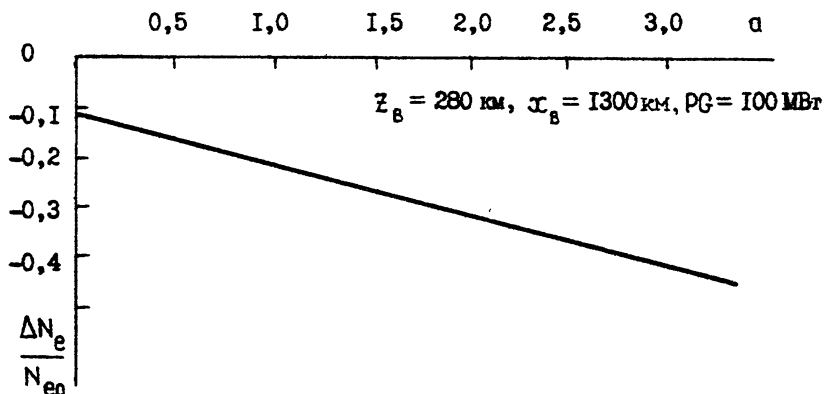


Рис. 1.1.6

#### 1.4. Решение самосогласованной задачи о возмущении температуры и концентрации электронов на высотах F-слоя

В данном разделе рассматриваются вопросы образования крупномасштабной области возмущения только за счет омических потерь, мощной

волны и не учитываются такие процессы, влияющие в како-либо степени на увеличение средней температуры электронов и формирование неоднородной структуры, как аномальное поглощение, самофокусирующая неустойчивость, стимулированная ионизация, что неизмеримо усложнило бы поставленную задачу.

Расчеты электронной температуры  $T_e$  и концентрации  $N_e$  проводились путем совместного решения стационарных уравнений непрерывности и теплопроводности [8, 17], описывающих распределение  $T_e$  и  $N_e$  в F-слое ионосферы:

$$-\cos^2 \theta \frac{d}{dz} \left\{ \frac{\alpha(T_e - T_i)}{M \nu_{in}} \frac{dN_e}{dx} + q \frac{N_e}{\nu_{in}} \right\} = q - \beta N_e; \quad (I.I.8)$$

$$-\cos^2 \theta \frac{1}{N_e} \frac{dN_e}{dz} \left\{ \alpha_e \frac{d(\alpha T_e)}{dz} \right\} - \delta_{ei} \nu_{ei} \alpha(T_e - T_i) - \delta_{en} \nu_{en} \alpha(T_e - T) + \frac{2}{3} \frac{Q}{N_e} + \frac{e^2 (\nu_{ei} + \nu_{en}) E^2}{3m [\omega^2 + (\nu_{ei} + \nu_{en})^2]} = 0. \quad (I.I.9)$$

В уравнении (I.I.8) учтено высотное распределение коэффициента диффузии, фотохимических процессов, а также то обстоятельство, что на высотах F-слоя определяющую роль в фотохимических реакциях играют ионообменные. Здесь  $N_e$  и  $T_e$  - концентрация и температура электронов,  $\alpha$  - постоянная Больцмана,  $\nu_{in}$  - частота столкновений ионов с молекулами,  $M$  и  $T_i$  - масса и температура ионов,  $q$  - ускорение свободного падения,  $Q$  - функция ионообразования,  $\beta$  - коэффициент потерь,  $\theta$  - угол между вертикалью и направлением магнитного поля,  $e$  и  $m$  - заряд и масса электрона,  $\nu_{ei}$  и  $\nu_{en}$  - частоты столкновений электронов с ионами и молекулами,  $\delta_{ei}$  и  $\delta_{en}$  - доля энергии, отдаваемая электроном при соударениях с ионом и молекулой,  $Q$  - количество энергии, передаваемое электрону при естественной ионизации,  $E$  - амплитуда электрического поля мощной волны,  $\omega$  - её частота. В уравнении (I.I.9) учтена лишь продольная  $\alpha_e$  компонента тензора теплопроводности. В расчетах использовались следующие высотные зависимости параметров ионосферы:

$$\nu_{in}(z) = \nu_{ino} \exp\left(-\frac{z-z_1}{H}\right),$$

$$\beta(z) = \beta_0 \exp \left[ - \frac{2(z-z_1)}{H} \right].$$

Здесь  $H$  - высота однородной атмосферы, которая принята независимой от  $z$  и равной  $H = 45$  км, а  $\nu_{ino} = 13,2 \text{ с}^{-1}$  и  $\beta_0 = 1 \cdot 10^{-3}$  - значения  $\nu_{in}$  и  $\beta$  на нижней границе  $z = z_1 = 190$  км. Кроме того, учитывалась зависимость от  $T_e$  частот соударений  $\nu_{eL}$  и  $\nu_{eH}$ :  $\nu_{eL} = 55 N_m \times T_e^{-3/2}$ ,  $\nu_{eH} = 5,04 \cdot 10^{-11} N_m T_e^{5/6}$ , где  $N_m$  - концентрация молекул ( $T_e$  выражена в градусах Кельвина).

В качестве невозмущенного профиля электронной концентрации  $N_{e0}(z)$  использовались профили  $N_{e0} = N_{e0 \max} \exp \left[ - \frac{(z-z_m)^2}{y_m^2} \right]$  и усредненный профиль  $N_{e0}$ , взятый из [8], характерный для среднеширотной ионосферы и среднего уровня солнечной активности ( $z_m$  и  $N_{e0 \max}$  - высота максимума слоя и концентрация в нем,  $y_m$  - полутолщина слоя). Функции  $q$  и  $\theta$  определялись решением относительно них уравнений (I.I.8), (I.I.9) при подстановке в них ионосферных параметров, соответствующих невозмущенным условиям (в отсутствие нагрева) и  $E \equiv 0$ .

Одним из основных предположений при решении (I.I.8), (I.I.9) является то, что нагрев электронного газа происходит за счет омических потерь энергии мощной волны в слое толщиной в несколько километров -  $z^0$ . Учтем при этом эффект "разбухания" электрического поля волны вблизи точки отражения, что должно приводить к значительному увеличению  $E$  [25]. В этом случае значение напряженности поля плоской волны, вызывающей нагрев плазмы на высоте  $z$ , можно определить выражением

$$E(x) = 2 E_0(z) 2,68 \left( \frac{\omega L}{c} \right)^{1/3} \exp \left[ - \left( \frac{z-z_B}{z^0} \right)^2 \right] \quad (\text{I.I.10})$$

в соответствии с тем, что главный максимум функции Эйри равен  $2,68^{1/3}$ . Здесь  $L = (d\varepsilon/dz)_{z=z_B}^{-1}$  - величина, определяющая структуру поля вблизи точки отражения,  $\varepsilon = 1 - 4\pi e^2 N_e / m\omega^2$  - взято для изотропной плазмы,  $E_0(z)$  - значение поля на высоте  $z$  без учета "разбухания".

Описание "разбухания" электрического поля волны вблизи точки от-

+ ) С учетом поглощения в отклоняющей области для волны с частотой  $f \sim 11$  МГц ( $\omega = 6,9 \cdot 10^7$ ) и  $\nu_e \approx 10^3 \text{ с}^{-1}$ , значение  $E$  уменьшается не более, чем на 20%.

ражения в данном виде было выбрано из соображений упрощения расчётов. Из общих физических представлений ясно, что на средних характеристиках возмущений температуры и концентрации электронов, занимающих по высоте десятки километров, мало скажется учет точного выражения функции Эйри. Для  $E_0(z)$  — амплитуды воспользуемся соотношением, связывающим её с мощностью  $PG$  эквивалентного диполя [25]

$$E_0(z) = \frac{0,82 \cdot 10^{-5} \sqrt{PG}}{z} \quad (I.I.II)$$

Здесь все величины выражены в единицах CGSE.

Реально существующие установки по нагреву ионосферы имеют эквивалентные мощности от 10 до 400 МВт.

Вторым важным фактором, который следует учесть при анализе нагревных эффектов, является поглощение энергии мощных радиоволн в нижней ионосфере (область D). Детальные расчеты поглощения проведены в [26], а также более подробно в [27].

В [26, 27] показано, что при нагреве F-слоя на частотах  $f \sim 6 - 11$  МГц определённая часть мощности поглощается в области D. В соответствии с этим в формулу для вычисления  $E(z)$  в каждом конкретном случае расчета вводилась поправка на поглощение в нижней ионосфере.

Как отмечалось выше, при решении задачи о воздействии на ионосферу энергии мощного радиоизлучения, использовались самые разные граничные условия. Так, в [16] накладывалось условие на  $N_e$  на нижней границе F-слоя, причем использовалось равенство нулю возмущений концентрации —  $\Delta N_e = 0$ . Возмущение температуры задавалось.

В [17] предполагалось, что  $\Delta N_e = 0$  на нижней и верхней границах области, где происходят изменения  $N_e$  и  $T_e$ , а возмущение температуры  $\Delta T_e(z)$  задавалось. В [18] удалось вообще избежать задания верхних граничных условий и интервал решения задачи был распространён на всю магнитную силовую трубку.

В свою очередь, при выборе граничных условий для (I.I.8), (I.I.9) авторы руководствовались следующими соображениями. В качестве нижней границы  $z_1$  была выбрана высота 190 — 200 км, вблизи которой, как следует из приближенного решения [8], возмущения  $N_e$  близки к нулю. Кроме того, на высоте около 200 км происходит переход от положительных возмущений  $N_e$  в E-слое к отрицательным в F-слое. В качестве верхней границы выбрана высота  $z_2 = 350 - 450$  км, которая на 50 — 100 км превышает высоту максимума F-слоя. Расчеты показали, что

для различных  $z_2 > 350 - 450$  км результаты практически не отличаются и  $\Delta T_e \approx 0$  на высотах более 350 - 450 км. Это говорит о том, что возмущение температуры не поднимается выше.

Таким образом, целесообразно на нижней границе  $z_1$  использовать фиксированные граничные условия для  $N_e$  и  $T_e$ , а именно:

$$N_e = N_{e0} \Big|_{z=z_1}, \quad T_e = T_{e0} \Big|_{z=z_1}, \quad (I.I.12)$$

и условие для градиента концентрации:

$$\frac{dN_e}{dz} \Big|_{z=z_1} = \frac{dN_{e0}}{dz} \Big|_{z=z_1}, \quad (I.I.13)$$

На верхней границе  $z_2$  использовалось равенство нулю возмущений температуры

$$T_e = T_{e0} \Big|_{z=z_2}, \quad (I.I.14)$$

Индекс "0" относится к характеристикам невозмущенной ионосферы.

Схема решения системы (I.I.8), (I.I.9) была следующей. Вначале для случая отсутствия нагрева, то есть для заданных  $N_{e0}(z)$ ,  $T_{e0}(z)$ ,  $T_i(z)$ ,  $T(z)$ ,  $N_m(z)$ ,  $\nu_{e10}$ ,  $\nu_{e0}$ ,  $\beta_0$  и  $\bar{E} \equiv 0$  из уравнений (I.I.8) и (I.I.9) рассчитывались функции  $q(z)$  и  $Q(z)$ , которые затем подставлялись в эти же уравнения (I.I.8), (I.I.9) и рассчитывались изменения  $N_e(z)$  и  $T_e(z)$  для заданного возмущения  $E(z)$ . Частота нагрева  $\omega$  в данном случае определялась по невозмущенному профилю  $N_{e0}(z)$  для заданной высоты нагрева  $z_B$ .

Совместное решение (I.I.8), (I.I.9) с учётом выражения для поля (I.I.10), поглощения [26, 27], граничных условий (I.I.12) - (I.I.14) даёт следующее представление об искусственной области возмущения. Нагрев F-слоя ионосферы мощным коротковолновым радиоизлучением приводит на высотах  $z = 190 - 400$  км к возрастанию температуры электронов и уменьшению их концентрации. Величина относительных изменений  $\Delta N_e/N_{e0}$  и  $\Delta T_e/T_{e0}$  в значительной степени определяется "разбуханием" поля мощной волны вблизи точки отражения, причём максимальные изменения  $N_e$ ,  $T_e$  возникают при нагреве на высоте несколько ниже максимума слоя F. В табл. I.I.3 представлены результаты расчетов  $\Delta T_e/T_{e0}$  и  $\Delta N_e/N_{e0}$  в зависимости от эквивалентной мощности PG и высоты отражения  $z_B$  мощных радиоволн для дневных условий и сред-

него уровня солнечной активности, причем верхняя строка в таблице относится к возмущениям  $T_e$ , а нижняя -  $N_e$ .

Т а б л и ц а I.I.3

$z_B, \text{ км}$ \diagdown	$PG, \text{ кВт}$ \diagup	20	100	300
250		0.09	0.20	0.38
		0.12	0.28	0.4
280		0.08	0.18	0.37
		0.08	0.18	0.36
300		0.12	0.26	0.47
		0.11	0.23	0.38

В качестве иллюстрации расчетов на рис. I.I.7(а) приведены высотные распределения возмущений  $\Delta T_e / T_{e0}$  и  $\Delta N_e / N_{e0}$ , соответствующие нагреву дневной ионосферы на высоте максимума слоя -  $z_B = 300$  км ( $N_{e0 \max} = 1,6 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ ,  $z_m = 100$  км) передатчиком с эквивалентной мощностью  $PG = 20, 100$  и  $300$  кВт (кривые 1, 2 и 3), а на рис. I.I.7(б) приведены профили  $T_e(z)$  и  $N_e(z)$  для  $z_B = 280$  км и  $PG = 100$  и  $300$  кВт (кривые 2 и 3 соответственно). Под номером 1 на рис. I.I.7(б) обозначены невозмущенные профили  $T_{e0}(z)$  и  $N_{e0}(z)$ .

Расчеты показали, что поглощение энергии мощных радиоволн в слое  $z^0$  толщиной несколько километров вызывает изменение  $T_e$  и  $N_e$  в значительно большем интервале высот. Так, для  $z^0 = 2$  км интервал изменения  $T_e$  составляет  $z_T \approx 90 - 150$  км, а интервал изменения  $N_e - z_N \approx 105 - 180$  км в зависимости от высоты, мощности нагрева и ионосферных условий.

Параметр  $z^0$  выбран равным 2 км из тех соображений, что эффект "разбухания" поля нагревной волны на высотах F-слоя развивается для используемых в работе частот на вертикальном масштабе, меньшем 3 км [25]. В табл. I.I.4 приведены рассчитанные величины  $z_T$  - верхняя строка и  $z_N$  - нижняя строка (в километрах) для дневной ионосферы и профиля F-слоя вида  $N_e = N_{e0 \max} \exp\{-[(z-z_m)/z_m]^2\}$  при  $N_{e0 \max} = 1,6 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$ ,  $z_m = 300$  км,  $z_m = 100$  км, отсчитанные от уровня относительных изменений  $\Delta T_e / T_{e0}$ ,  $\Delta N_e / N_{e0} = 0,02$ .

Из таблицы видно, что с ростом мощности нагрева  $PG$  масштабы  $z_T$  и

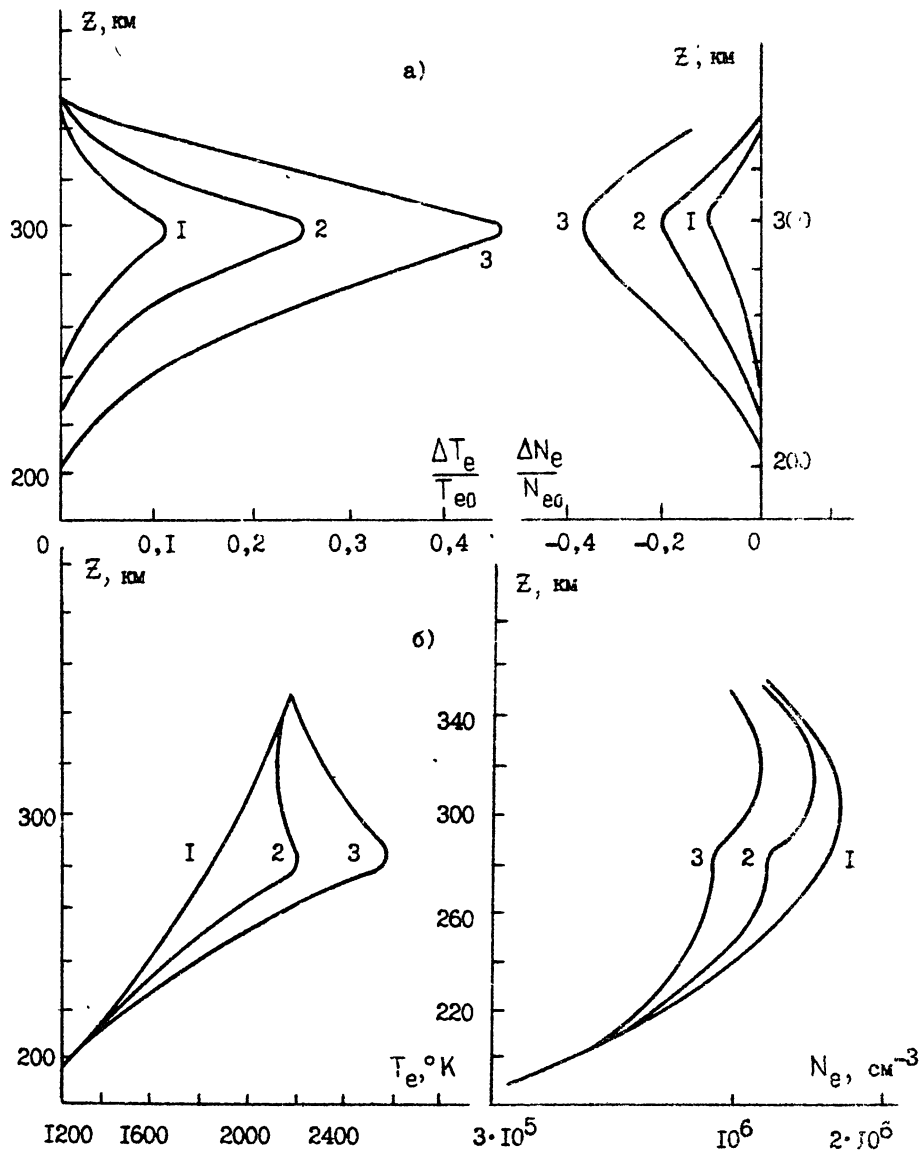


Рис. 1.1.7



$PG, \text{ МВт}$ \ / \ $z_B, \text{ км}$	250	280	300
20	125 >130	85 120	90 105
100	140 >160	130 150	120 135
300	150 >180	145 >160	130 >150

$z_N$  увеличиваются, и условие  $z_T \leq z_N$  справедливо в довольно большой части слоя F. Без учета теплопроводности величину  $\frac{\Delta N_e}{N_{e0}}$  можно оценить по формуле (I. I. 2).

При этом с учетом "разбухания" поля мощной волны вблизи точки отражения и поглощения в нижней ионосфере возмущения  $N_e$  получаются в 2-4 раза большими, чем те, которые дает решение системы (I. I. 8), (I. I. 9) для тех же самых ионосферных условий и параметров нагревного передатчика. Это обстоятельство позволяет заключить, что расчеты, сделанные по формуле (I. I. 2), действительно дают максимальные оценки возмущений под действием нагрева. Влияние процессов переноса приводит естественным образом к уменьшению величины  $\Delta N_e / N_{e0}$ .

В целом использование модели искусственной крупномасштабной области возмущения (ее размеров и профиля  $N_e(z)$ ), полученной в результате решения самосогласованной системы уравнений для температуры и концентрации с учетом конкретных граничных условий, позволяет объяснить экспериментальные результаты по влиянию ОВ на распространение радиоволн КВ диапазона, приведенные в [6, 28-30] и даёт возможность оперативно оценивать параметры ОВ для различных геофизических условий и характеристик нагревного стэнда.

### I.5. Калибровка модели ОВ по экспериментальные данные

При моделировании параметров искусственной области возмущения в конечном итоге важно установить соответствие модели данным об ОВ, полученным в результате реальных экспериментов. В частности, модель

ОВ, описанная в разд. I.3., легко калибруется по экспериментальным данным и может быть использована для оперативного (в период экспериментов) прогнозирования и выбора оптимальных условий влияния ОВ на распространение радиоволн (по частоте, дальности, углам прихода и т.д.). В связи с этим, обратимся к некоторым результатам экспериментов, посвященных нагреву ионосферы мощным КВ радиоизлучением [31-34]. Вначале о нагреве E-слоя. Увеличение электронной концентрации при нагреве E-слоя зарегистрировано в [31] по возрастанию действующей высоты отражения пробной волны. В [32] относительные изменения электронной концентрации слоя E были получены с помощью регистрации доплеровского смещения частоты пробной волны, при этом во время нагрева наблюдалось положительное смещение частоты в среднем на 0,1 Гц. Кроме того, в [33] представлены результаты по нагреву E-слоя мощным комплексом "Сура" и получено, что при эквивалентной мощности станда  $P_G = 80$  МВт и частоте нагрева  $f_H = 4,8$  МГц  $\Delta N_e / N_{e0} \approx 2 \cdot 10^{-1}$ . На рис. I.1.8 показан график зависимости относительных изменений электронной концентрации  $\Delta N_e / N_{e0}$  от эквивалентной мощности нагревного

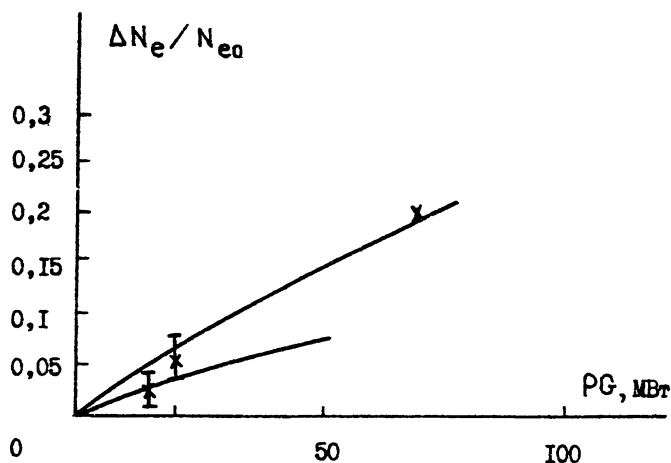


Рис. I.1.8

комплекса PG по результатам [31-33]. Здесь же нанесена зависимость  $\Delta N_e / N_{e0}$  (PG,  $z_B$ ), рассчитанная для аналитической модели OB (см. (I.I.6)) с использованием сведений об ионосфере в период экспериментов. Вертикальными отрезками отмечен разброс экспериментально полученных  $\Delta N_e / N_{e0}$  относительно среднего значения. При этом наблюдается неплохое соответствие расчетных и экспериментальных величин, что свидетельствует о целесообразности использования для расчетов аналитической модели OB, полученной из общих физических представлений.

Далее обратимся к экспериментам по нагреву F-слоя и привлечем результаты лишь тех из них, в которых определяются параметры крупномасштабной OB - ионосферной линзы. На рис. I.I.9 крестиками показаны

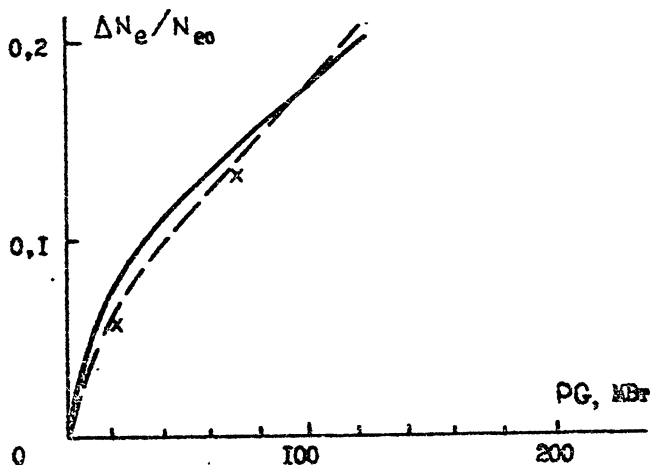


Рис. I.I.8

значения  $\Delta N_e / N_{e0}$ , определенные по результатам [34] (см. ниже), а кривая представляет собой рассчитанную согласно (I.I.8). (I.I.9) зависимость  $\Delta N_e / N_{e0}$  (PG), полученную для близких к [34] геофизических условий. Расчетные значения  $\Delta N_e / N_{e0}$  в обоих случаях несколько превышают те, что получены экспериментально, что связано, по всей вероятности, с недостаточно полным учетом в (I.I.8), (I.I.9)

поглощения в нижней ионосфере. На этом же рисунке приведена зависимость  $\Delta N_e/N_{e0}(PL)$ , рассчитанная согласно аналитической модели ОВ и откалиброванная по экспериментальным данным.

## 2. НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ ВЛИЯНИЯ КРУПНОМАСШТАБНОЙ ОБЛАСТИ ВОЗМУЩЕНИЯ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

Существование в ионосфере крупномасштабной области возмущения приводит к возникновению дополнительных градиентов электронной концентрации и при благоприятных условиях должно оказывать существенное влияние на распространение пробных радиоволн, что найдет, в частности, отражение в изменениях амплитуды и углов прихода сигнала в угломестной и азимутальной плоскостях, дальности распространения, высоты отражения от ионосферы, изменения МПЧ трассы и характера распространения радиоволн. Каждое из указанных явлений представляет самостоятельный интерес с точки зрения прикладных задач. В данной главе с использованием метода возмущений и траекторных расчетов проанализированы некоторые из них.

### 2.1. Изменение амплитуды пробной волны вследствие рефракции на ОВ

Дополнительная рефракция радиоволн, возникающая при прохождении их через ОВ, должна приводить к изменению их амплитуды. В [36] был рассмотрен случай изменения амплитуды волны при расположении приёмника на оптической оси линзы, найдены размеры области на поверхности Земли, в которой наблюдается усиление сигнала. Решим аналогичную задачу при произвольном (относительно оси линзы) положении приёмника.

Пусть расстояние вдоль траектории лучей от точки излучения пробных волн до линзы равно  $L_1$ , а от линзы до точки приёма —  $L_2$  (см. рис. 1.2.1). Полагая  $\xi \ll L_1$ , где  $\xi$  — поперечная координата в плоскости линзы, при малых углах рефракции  $\psi$  можно получить

$$x_1 = \frac{L_1 + L_2}{L_1} \xi, \quad x_2 = \frac{L_1 + L_2}{L_1} \xi - \psi(\xi) L_2, \quad (1.2.1)$$

где  $x_1$  и  $x_2$  — поперечные координаты луча в плоскости приёма в отсутствие и при наличии линзы, величина  $\psi$  определяется выражением

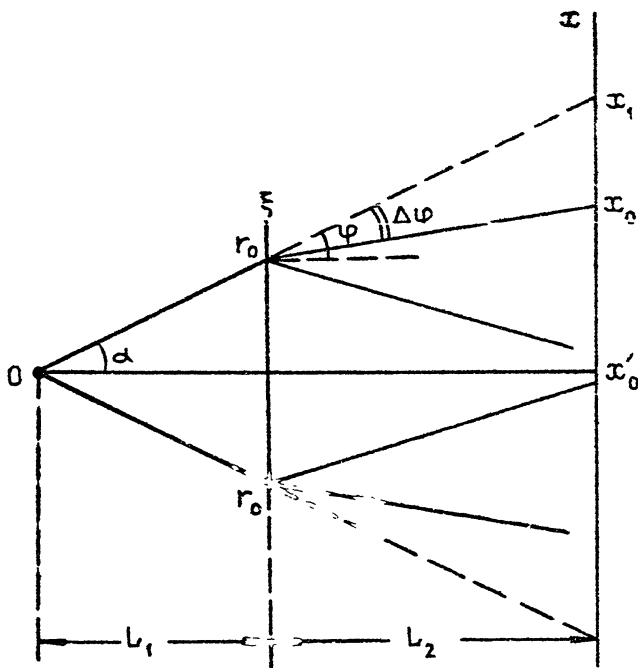


Рис. 1.2.1

$\varphi = -\frac{\xi}{l} \exp(-\xi^2/l^2)$ . Введем коэффициент  $K$  изменения амплитуды волны за линзой:

$$K = \frac{\Delta x_1}{\Delta x_2} \approx \frac{dx_1}{dx_2} \quad (1.2.2)$$

Тогда из (1.2.2) с учетом  $dx_1 = \frac{L_1 + L_2}{L_1} d\xi$  получим

$$K = \left\{ 1 - \frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2} \frac{\mu}{l} \left( 1 - \frac{\xi^2}{l^2} \right) \exp\left(-\frac{\xi^2}{2l^2}\right) \right\}^{-1} \quad (1.2.3)$$

где  $\mu = \frac{1}{\epsilon_0} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{f_H^2}{f^2} \frac{\Delta N_e}{N_{e0}}$ ,  $\epsilon_0 = 1 - \frac{f_H^2}{f^2}$

Анализ выражения (I.2.3) показывает, что  $\kappa = 1$  при  $\xi = \pm l$ . В плоскости приёма, согласно (I.2.1), это соответствует расстоянию  $x_2 = (L_1 + L_2)/L_1 l - \psi(l) L_2$ . При  $x < x_2$  ( $\xi < l$ ) должно наблюдаться усиление амплитуды волны ( $\kappa > 1$ ). Максимальный эффект достигается на оси линзы при  $\xi = 0$  ( $x = 0$ ), так что

$$\kappa_{\max} = \left(1 - \frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2} \frac{\mu}{l}\right)^{-1} \quad (I.2.4)$$

Это выражение совпадает с полученной в [36] формулой для  $\kappa$ . Из (I.2.4) следует, что  $\kappa \rightarrow \infty$  (фокусировка) при  $l/\mu = L_1 L_2 / (L_1 + L_2)$ . На расстояниях  $x > x_0$  должно наблюдаться ослабление амплитуды волны ( $\kappa < 1$ ). Наибольшее ослабление достигается при  $\xi = \pm \sqrt{3} l$  и  $x_{\min} = \sqrt{3} l (L_1 + L_2) / L_1 - \mu \sqrt{3} / e^{3/2} L_2$ , так что

$$\kappa_{\min} = \left\{1 + \frac{2L_1 L_2}{L_1 + L_2} \frac{\mu}{l} e^{-3/2}\right\}. \quad (I.2.5)$$

Сделаем расчеты изменений  $\kappa(\xi)$  на частоте  $f = 19$  МГц для случая  $l = 25$  км,  $\Delta N_e / N_{e0} = 0,1$ ,  $f_H = 5,75$  МГц и  $f_H = 4,6$  МГц, кото- рый соответствует нагревному стенду НИРФИ (Эмменки). Положим  $L_1 = 1300$  км,  $L_2 = 1700$  км. Согласно расчетам, амплитуда волны увели- чивается ( $\kappa > 1$ ) примерно на 30% в области с размером поперек трас- сы около 100 км. (См. также рис. I.2.2, где  $\kappa(L)$  при  $f_H = 4,6$  МГц нанесена сплошной линией, а при  $f_H = 5,75$  МГц - пунктиром). Экспе- риментальное подтверждение ожидаемых вариаций амплитуды было получе- но в измерениях на двух трассах наклонного зондирования, проходивших через ОВ [36].

Рассмотрим далее случай дефокусирующей линзы ( $\Delta N_e / N_{e0} > 0$ ), кото- рая образуется при нагреве E-слоя моносферы. Обращаясь к рис. I.2.3 и проводя аналогичные вычисления, нетрудно показать, что в этом слу- чае коэффициент  $\kappa$  изменения амплитуды волны за линзой определяется как

$$\kappa = \left\{1 + \frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2} \mu \exp\left(-\frac{\xi^2}{2l_1^2}\right) \left[1 - \frac{\xi^2}{l_1^2}\right] \frac{l_{11}}{l_1^2}\right\}^{-1} \quad (I.2.6)$$

(здесь учтено, что размер линзы вдоль  $l_{11}$  и поперек  $l_1$  луча может быть различен). Этот результат легко обобщить для случая, когда центр

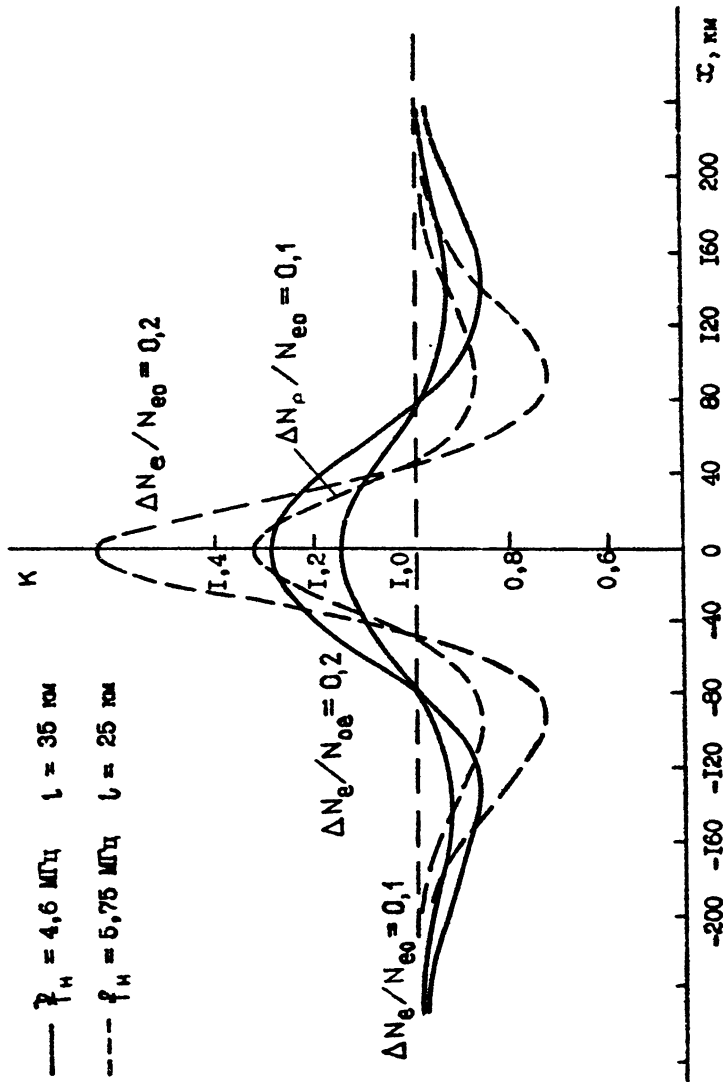


Рис. 1.2.2

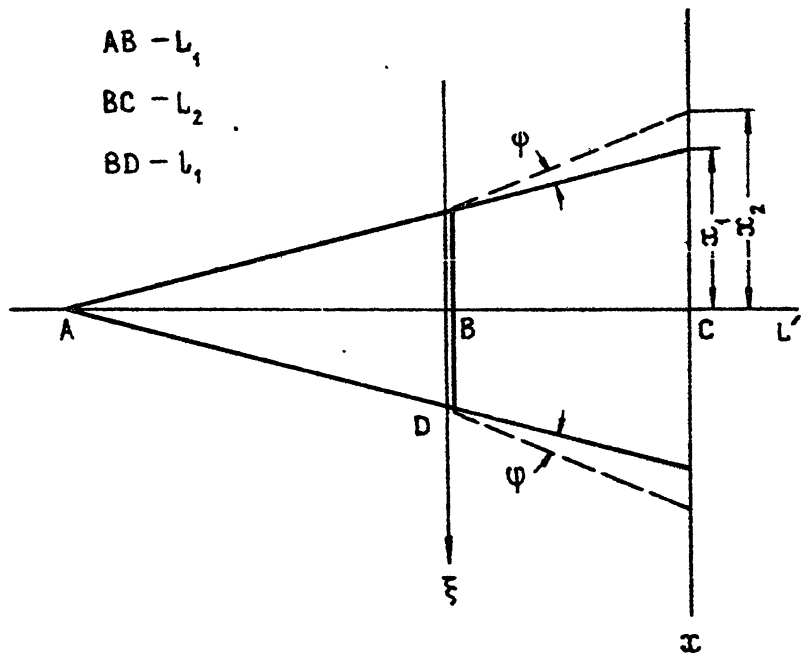


Рис. 1.2.3

неоднородности отстоит от линии передатчик-приёмник на расстояние  $\pm R$ :

$$K = \left\{ 1 + \frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2} \mu \exp \left[ -\frac{(\xi \pm R)^2}{2l_1^2} \right] \left[ 1 - \frac{(\xi \pm R)^2}{l_1^2} \right] \frac{l_{11}}{l_1^2} \right\}^{-1} \quad (1.2.7)$$

Интересно рассмотреть случай двух линз, разнесенных поперек линии передатчик-приёмник на расстояния  $R_1$  и  $R_2$  (в общем случае параметры линз могут быть различными, см. рис. 1.2.4). В этом случае

$$K = \left\{ 1 + B \sum_{i=1}^2 \left( \frac{\Delta N_{ei}}{N_{eo}} \right) \exp \left[ -\frac{(\xi \mp R_i)^2}{2l_{1,i}^2} \right] \left[ 1 - \frac{(\xi \mp R_i)^2}{l_{1,i}^2} \right] \frac{l_{u,i}}{l_{1,i}^2} \right\}^{-1}, \quad (1.2.8)$$



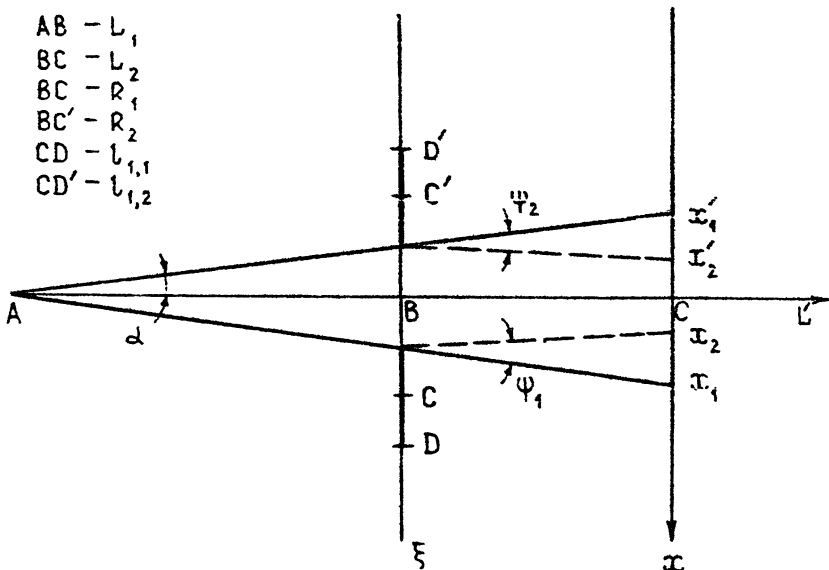


Рис. 1.2.4

где  $B = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{L_1 L_2 f_0^2 / f^2}{(L_1 + L_2)(1 - f_0^2 / f^2)}$ , индексами  $i = 1, 2$  обозначены параметры первой и второй линзы соответственно, верхний знак относится к первой линзе,  $f_0$  - критическая частота E-слоя.

Ниже приводятся некоторые расчеты, проведенные для одной и двух неоднородностей, показывающие возможность получения эффекта фокусировки. В расчетах приняты следующие значения параметров:  $L_1 = L_2 = 300$  км,  $l_{1,i} = l_{1,i} = 10$  км,  $f_0 = 3$  МГц,  $f = 6$  МГц.

На рис. 1.2.5 приведен ход коэффициента  $K(\xi/l)$  при  $R = \sqrt{3} l$ , рассчитанный по (1.2.7) для трёх значений:  $\Delta N_e / N_{e0} = 0,05$  (пунктир),  $\Delta N_e / N_{e0} = 0,1$  (штрих-пунктир) и  $\Delta N_e / N_{e0} = 0,2$  (сплошная линия). Из рис. 1.2.5 видно, что для всех трёх случаев наблюдается в зависимости от соотношения  $\xi/l$  как увеличение амплитуды сигнала ( $K = 1,3; 2,8$  и  $7,2$  дБ соответственно), так и уменьшение её ( $K = -2,2; -4$  и  $-6,8$  дБ соответственно).

На рис. 1.2.6 приведен ход коэффициента  $K(\xi/l)$ , рассчитанный

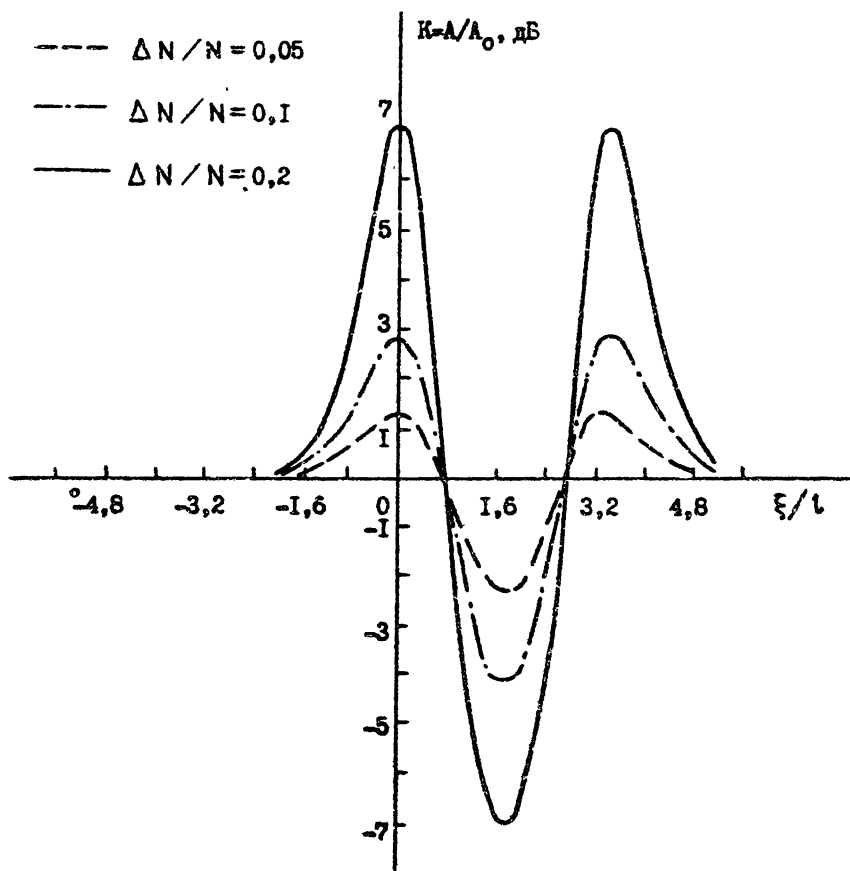
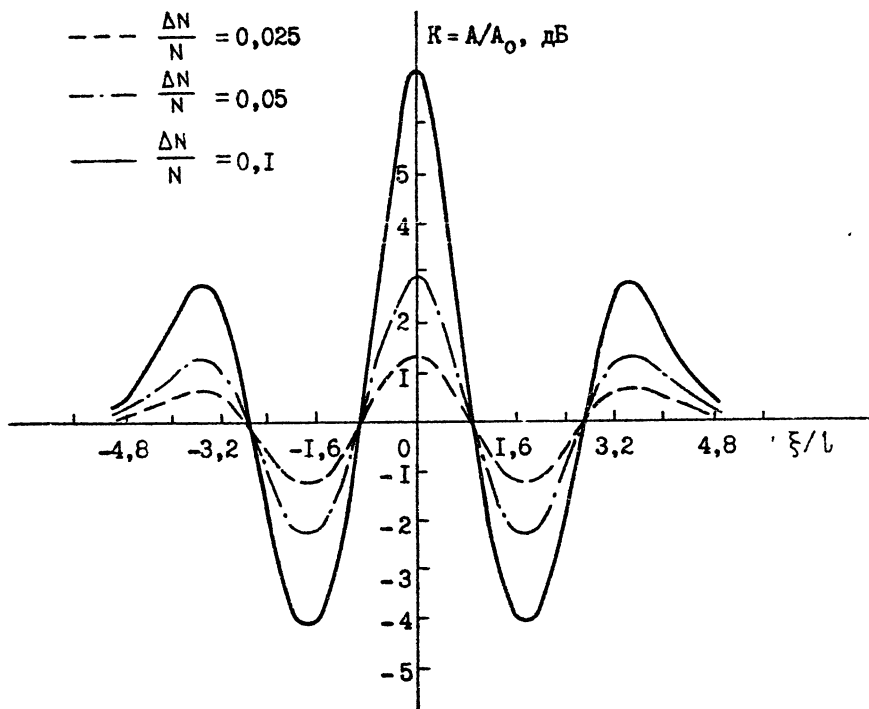


Рис. 1.25



по (1.2.8) при  $R_{\perp} = \pm\sqrt{3} l$ , т.е. для максимального увеличения амплитуды на линии передатчик - приёмник, тоже для трёх значений:  $\Delta N_e/N_{e0} = 0,025$  (пунктир),  $\Delta N_e/N_{e0} = 0,05$  (штрих-пунктир) и  $\Delta N_e/N_{e0} = 0,1$  (сплошная линия). Из рисунка видно, что в данном случае возможны три области увеличения амплитуды сигнала, причём максимальное увеличение ( $\sim 7$  дБ) по сравнению с одной неоднородностью ( $\sim 2,8$  дБ) при одинаковых значениях  $\Delta N_e/N_{e0} = 0,1$  в два раза больше.

На рис. 1.2.7 приведен ход коэффициента  $K(\xi/l)$ , рассчитанный по (1.2.8) при  $\Delta N_e/N_{e0} = 0,1$  для трёх значений:  $R_{\perp} = 10$  км (пунктир),  $R_{\perp} = 20$  км (штрих-пунктир),  $R_{\perp} = 25$  км (сплошная линия). Из рисунка видно, что в зависимости от расстояния - центр неоднородностей - линия приёмник - передатчик - возможно как уменьшение сигнала на оси

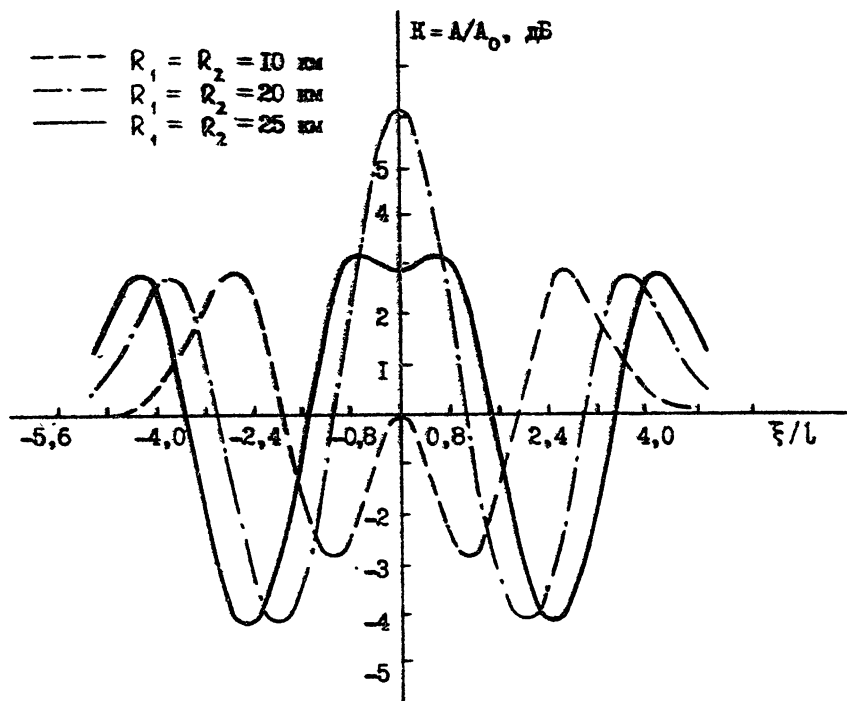


Рис. 1.2.7

(при  $R_i = 10$  км), так и увеличение амплитуды (при выбранных параметрах до  $\sim 6$  дБ). Кроме этого видно, что при  $R_i > R_{\text{опт}} = \sqrt{3}l$  возможно расширение области фокусировки.

В эксперименте [42] при нагреве ионосферы стандом "Сура" с эффективной мощностью  $P_G \approx 150$  МВт на трассе НЗ длиной около 220 км, проходящей по краю области возмущения, центр которой расположен на высоте 180 км, наблюдалось увеличение амплитуды на 7,3 – 13,4 дБ. Оценки, проведенные согласно (1.2.7), дали хорошее качественное и количественное соответствие.

Отметим, что создание двух крупномасштабных неоднородностей в Е-слое ионосферы с вводом в строй комплекса "Сура" [43] представляется вполне возможным. Оценки, проведенные согласно [8, 12], показывают,

что при потенциале "Суры" возможно создание неоднородностей в нижней ионосфере с  $\Delta N_e/N_{e0}$  до 0,1 - 0,2 и выше. По-видимому, возможности использования как одной, так и двух крупномасштабных неоднородностей для целей радиосвязи далеко не исчерпаны.

## 2.2. Влияние ОВ на групповой и фазовый путь волны

Изменения  $\Delta N_e$  в ОВ должны приводить к изменению группового пути (задержки сигнала) и фазового пути волны. Будем рассматривать высокочастотный случай  $f_0^2 \ll f^2$ , где  $f$  - рабочая частота, а  $f_0$  - критическая частота. Предположим также для приближенной оценки, что траектория волны при наличии ОВ не изменяется. Тогда, согласно, например [38] изменение группового пути  $\Delta P'$  запишется как

$$\Delta P' = \Delta \int_{S_1}^{S_2} \frac{ds}{n} \approx - \frac{K}{2f^2} \int_{S_1}^{S_2} n^{-3} \Delta N_e ds \approx - \frac{K}{2f^2} \int_{S_1}^{S_2} \Delta N_e ds \quad (I.2.9)$$

(знак "-" соответствует ОВ в F-слое с  $\Delta N_e/N_{e0} \leq 0$ ). Пусть для простоты изменение  $\Delta \varepsilon(x, S)$  (или  $\Delta N_e(x, S)$ ) выражается выражением  $\Delta \varepsilon(x, S) = \Delta \varepsilon \exp(-x^2/l^2) T(S)$  при  $T(S) = 1$  для  $S_1 \leq S \leq S_2$  и при  $T(S) = 0$  для  $S < S_1$ ,  $S > S_2$ . Тогда

$$\int_{S_1}^{S_2} \Delta N_e ds = \Delta S \Delta N_e \exp\left(-\frac{x^2}{2l^2}\right). \quad (I.2.10)$$

Отсюда при  $x = 0$  (для лучей, параллельных оси S) получим максимальное изменение:

$$\Delta P'_{\max} \approx 0,5 \frac{f_0^2}{f^2} \frac{\Delta N_e}{N_{e0}} \Delta S. \quad (I.2.11)$$

Из выражения (I.2.11) при  $f_0^2/f^2 = 0,1 - 0,2$ ,  $\Delta N_e/N_{e0} \approx 0,2$  (станд "Сура"),  $\Delta S = 100 - 300$  км получаем, что уменьшение  $\Delta P'_{\max}$  составит примерно 1 - 6 км.

При указанных предположениях изменение фазового пути определяется формулой

$$\Delta P \approx \Delta \int_{S_1}^{S_2} n ds = \frac{K^2}{2f^2} \int_{S_1}^{S_2} n^{-1} \Delta N_e ds \approx \frac{K}{2f^2} \int_{S_1}^{S_2} \Delta N_e ds, \quad (I.2.12)$$

$$\Delta P_{\max} \approx 0,5 \frac{f_0^2}{f^2} \frac{\Delta N_e}{N_{e0}} \Delta S. \quad (1.2.13)$$

Из сравнения (1.2.9) и (1.2.12) видно, что в данном случае (при неизменности траектории) выполняется  $\Delta P = -\Delta P'$ . В случае же изменения высоты отражения (изменения траектории) должно выполняться  $\Delta P = +\Delta P'$  (см. [36]), что может быть использовано при экспериментальной диагностике ОВ.

Так как изменения фазы волны составляют  $\Delta \varphi = \frac{2\pi f}{c} \Delta P$ , то с учётом (1.2.13) получаем

$$\Delta \varphi \approx \frac{\pi f_0^2}{c f^2} \frac{\Delta N_e}{N_{e0}} \Delta S.$$

При заданных параметрах  $f_0 = 6$  МГц,  $f = 20$  МГц,  $\Delta N_e/N_{e0} = 0,1$ ,  $\Delta S = 300$  км изменения фазы составляют  $60 - 180\pi$ .

### 2.3. Искусственный эффект Доплера

Изменение электронной концентрации в ОВ в период нагрева должно сопровождаться эффектом изменения частоты волны  $\Delta f$ . При изменении электронной концентрации на пути луча имеем [25]

$$\frac{\Delta f}{f} = -\frac{1}{c} \int_{S_1}^{S_2} \frac{\partial n}{\partial t} ds. \quad (1.2.14)$$

Случай почти горизонтального прохождения волны через ОВ при наклонном падении радиоволн на ионосферу может быть описан грубой моделью, когда  $\partial n/\partial t = 0$  при  $S < S_1$ ,  $S > S_2$  и  $\partial n/\partial t = \text{const}$ , при  $S_1 \leq S \leq S_2$ .

Тогда

$$\Delta f = -\frac{f}{c} \int_{S_1}^{S_2} \frac{\partial n}{\partial N_e} \frac{\partial N_e}{\partial t} ds = \frac{k}{c f} \frac{\partial N_e}{\partial t} \int_{S_1}^{S_2} \frac{ds}{n} \approx \frac{k}{c f} \frac{\partial N_e}{\partial t} \Delta S, \quad (1.2.15)$$

где  $k = e^2/2\pi m$ . Отсюда получаем

\*) Это связано с постоянством скорости диффузии электронов на данной высоте.

$$\left(\frac{\Delta f}{f}\right)_{\max} = \frac{\Delta S}{c \Delta t} \frac{f_0^2}{f^2} \frac{\Delta N_e}{N_{e0}} \quad (1.2.16)$$

Из выражения (1.2.16) при  $\Delta S = 100 - 300$  км,  $f_0^2 / f^2 = 0,1 - 0,2$ ,  $f = 20$  МГц,  $\Delta N_e / N_{e0} = -0,2$ ,  $\Delta t = 5$  мин получаем  $|\Delta f| = 0,4 + 2,4$  Гц.

Оценим теперь доплеровский сдвиг частоты  $|\Delta f|$  сигнала, связанный с движением (дрейфом) неоднородностей электронной концентрации со скоростью  $V$  вдоль волнового вектора  $\vec{k}$  при наклонном зондировании ОВ. При длине волны  $\lambda = 20$  м и  $V = 100$  м/с получаем  $|\Delta f| = V/\lambda = 5$  Гц. Таким образом, на трассе НЗ в естественных условиях суммарный доплеровский сдвиг частоты может достигать  $|\Delta f| \sim 7$  Гц.

При вертикальном зондировании доплеровский сдвиг из-за изменений  $N_e$  в ОВ согласно оценкам по формуле (1.2.16) на частоте  $f = 6$  МГц не превышает десятых долей герца. Учет движений неоднородностей вдоль вектора  $\vec{k}$  в этом случае при  $\lambda = 50$  м и  $V = 10$  м/с приводит к смещению  $\Delta f = 0,2$  Гц.

Частотный спектр радиоволны, прошедшей через ОВ при вертикальном зондировании, исследовался, например, в эксперименте [32]. Было отмечено, что доплеровские изменения частоты "маскируются" эффектом уширения спектра из-за наличия мелкомасштабных неоднородностей в области возмущения в слое F ионосферы.

#### 2.4. Изменения пространственно-угловых характеристик пробных радиоволн

В качестве одного из методов анализа рефракционных явлений в ионосфере используется метод расчёта траекторий радиоволн, проходящих через ОВ. Он позволяет получить дистанционно-угловые характеристики радиоволн, выяснить оптимальное расположение ОВ на трассе с целью прогноза желаемых результатов. В нашем случае траектории рассчитывались в двумерно-неоднородной ионосфере с учетом как естественных, так и искусственных градиентов электронной концентрации в координатах высота - дальность на основе системы уравнений, описывающей распространение радиоволн в геометрико-оптическом приближении без учёта магнитного поля Земли [39]

$$\frac{dx}{dz} = \frac{R_0 \sin \alpha_0 + \Delta(x, z)}{\sqrt{n^2(R_0 + z)^2 - (R_0 \sin \alpha_0 + \Delta(x, z))^2}} \frac{R_0}{R_0 + z},$$

$$\frac{d\Delta}{dz} = R_0 \frac{\partial n}{\partial x} \frac{1}{\cos \alpha},$$

$$\sin \alpha = \frac{R_0 \sin \alpha_0 + \Delta(x, z)}{n(R_0 + z)}. \quad (I.2.17)$$

Геометрия расчета и все обозначения приведены на рис. I.2.8,  $\Delta(x, z)$  учитывает неоднородность ионосферы вдоль трассы распространения,  $n$  - показатель преломления. При расчетах использовалась модель OB, изложенная в разд. I.3.

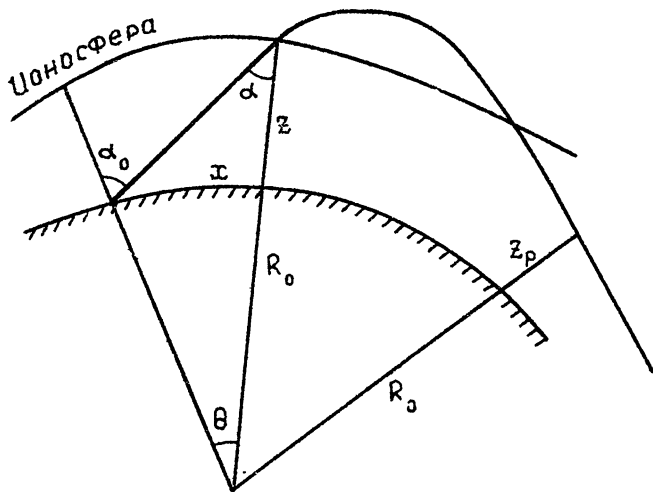


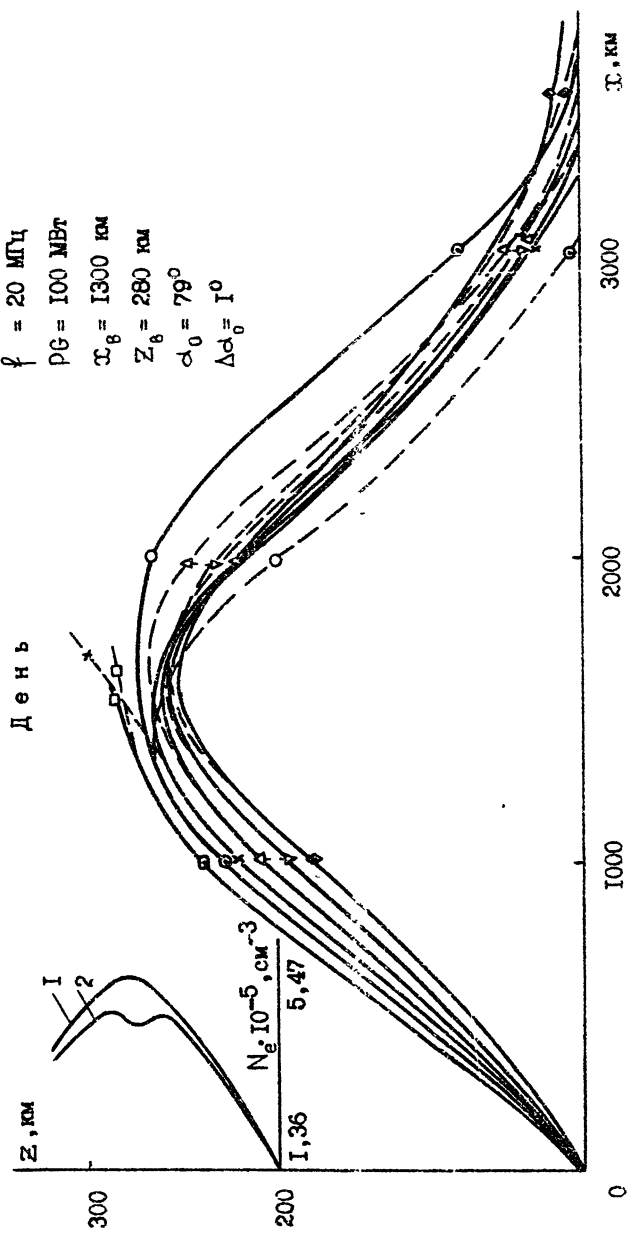
Рис. I.2.8

Расчеты показали, что наличие в ионосфере крупномасштабной области возмущения приводит к изменению пространственно-угловых характеристик проходящих через неё радиоволн.

На рис. I.2.9 приведен пример расчета траекторий лучей частоты 20 МГц, проходящих через OB, образованную при отражении волны нагревного передатчика с эквивалентной мощностью  $P_G = 100$  МВт на высоте  $z_B = 280$  км (день), расположенного на дальности  $x_B = 1300$  км от пункта излучения пробных радиоволн. Одинаковая маркировка на траекториях соответствует одному и тому же углу выхода. Сплошными линиями



$f = 20 \text{ МГц}$   
 $P_G = 100 \text{ МВт}$   
 $r_g = 1300 \text{ км}$   
 $Z_0 = 280 \text{ км}$   
 $\alpha_0 = 79^\circ$   
 $\Delta\alpha_0 = 1^\circ$



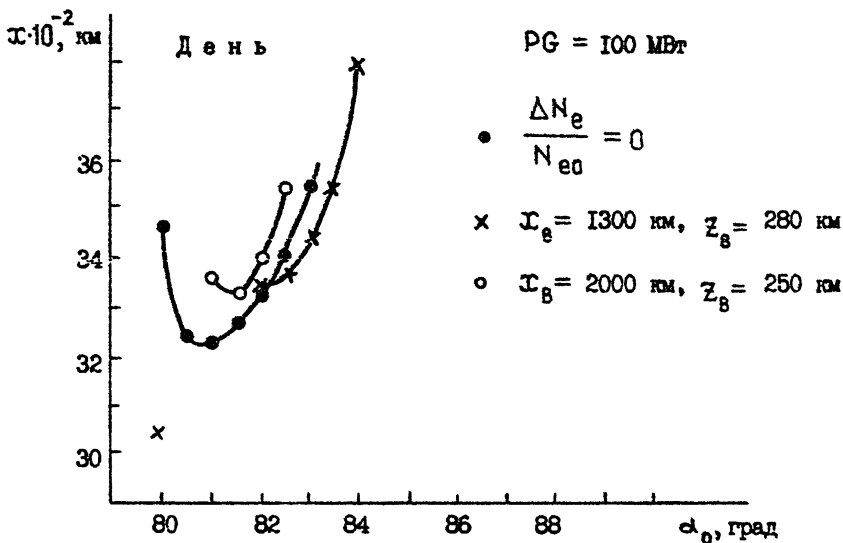
изображены невозмущённые лучи, а штриховыми - лучи, прошедшие через ОВ. Траектории представлены с интервалом по углу выхода  $\Delta\alpha_0 = 1^\circ$ , начиная с  $\alpha_0 = 79^\circ$ . Здесь же на врезке показаны невозмущённый (1) и модифицированный (2) профили  $N_e(z)$ .

Так как крупномасштабная область пониженной электронной концентрации, возникающая в F-слое под действием нагрева, воздействует на проходящие через неё радиоволны подобно фокусирующей линзе, то лучи, прошедшие на восходящем участке траектории через верхнюю часть ОВ и на нисходящем участке - через её нижнюю часть, становятся более пологими ( $\alpha$  увеличивается) и при наличии благоприятных условий могут быть захвачены в ионосферный волновод. Напротив, лучи, прошедшие через нижнюю часть ОВ на восходящем участке и через верхнюю - на нисходящем участке траектории, доворачиваются вверх, т.е. становятся более крутыми и при определённых условиях могут выйти за пределы ионосферы.

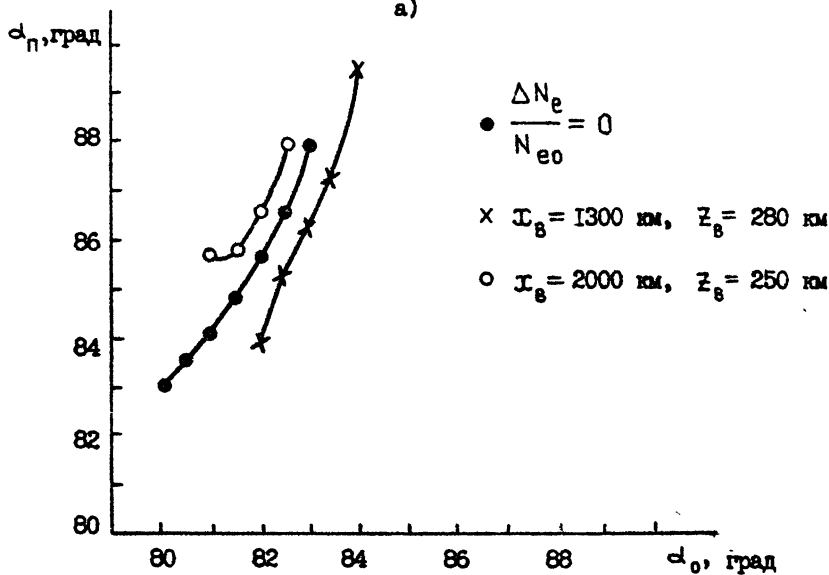
Эти обстоятельства в полной мере отражены на рис. 1.2.9. Так, лучи с углами выхода  $\alpha_0 = 79 + 80^\circ$ , прошедшие через верхнюю часть ОВ на восходящем участке траектории, доворачиваются вниз, а лучи с  $\alpha_0 = 81 - 84^\circ$ , прошедшие через нижнюю часть, - вверх. В данном примере наиболее заметно влияние ОВ проявилось на лучах  $\alpha_0 = 80, 81$  и  $84^\circ$ . Для первого из них в результате дополнительного доворота на ОВ длина скачка уменьшилась на 400 км, второй ушёл за пределы ионосферы, а для третьего, в естественных условиях имевшего рикошетирующую траекторию, оказалось достаточным  $\Delta N_e / N_{e0} \approx 0,07$  для перехода на скачковый способ распространения.

При наличии в ионосфере крупномасштабной ОВ для проходящих через неё лучей изменяются длина скачка и углы прихода, а для рикошетирующих - высота рикошета. Так, на рис. 1.2.10(а) представлены дистанционно-угловые характеристики для радиоволн частоты 20 МГц, распространяющихся в невозмущённой ионосфере -  $\Delta N_e / N_{e0} = 0$  (точки) и в случае, когда центр ОВ расположен на высоте  $z_B = 280$  км и дальности  $x_B = 1300$  км от места излучения пробного пучка (крестики) и на высоте  $z_B = 250$  км и дальности  $x_B = 2000$  км (кружки).

В первом случае ОВ находится на восходящем участке пучка пробных радиоволн, а во втором - вблизи каустики невозмущённого пучка. В отсутствие ОВ от ионосферы отразились лучи с углами выхода  $\alpha > 80^\circ$ , а лучи более пологие, чем луч с  $\alpha_0 = 83^\circ$ , оказались рикошетирующими. Если же на  $x_B = 1300$  км и  $z_B = 280$  км поместить ОВ с  $\Delta N_e / N_{e0}$  в



а)



б)

Рис. 1.2.10

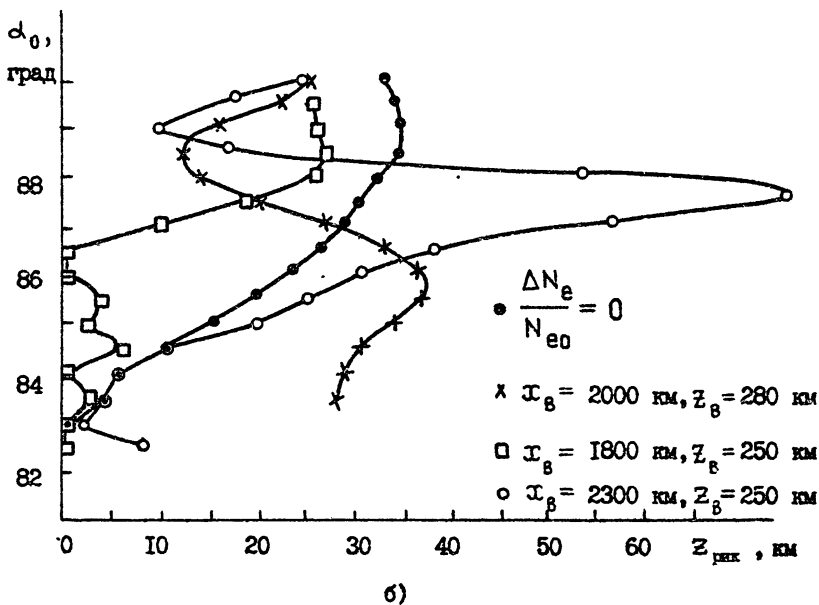
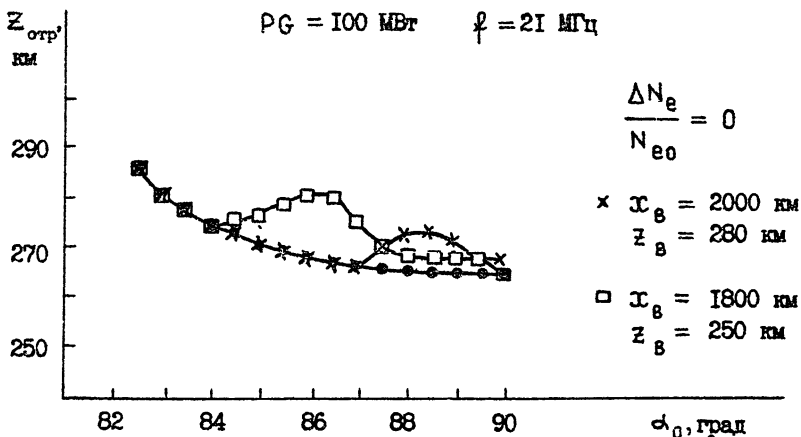


Рис. 1.2.11

центре области, равным  $\sim 0,3$ , то лучи с  $\alpha_0 = 80,5 - 81,5^\circ$  уйдут за пределы моносферы, а на рикшот выйдут лучи с  $\alpha_0 = 84 - 84,5^\circ$ . Остальные лучи не пройдут через ОВ.

Если же поместить центр ОВ в районе каустической поверхности невозмущенного пучка лучей, то возможности воздействия ОВ на пучок значительно возрастают. Так, при  $x_B = 2000$  км и  $z_B = 250$  км ( в этом случае через ОВ проходят лучи с  $\alpha_0 = 80,5 - 90^\circ$ ), лучи с  $\alpha_0 = 80,5^\circ$  и  $\alpha_0 = 85 - 90^\circ$  станут рикшотирующими.

На рис. 1.2.10(б) представлена зависимость угла прихода луча на Землю  $\alpha_n$  от угла выхода  $\alpha_0$  для указанных трёх случаев.

Рис. 1.2.11(а) иллюстрирует изменение высоты отражения  $z_{отр}$  в зависимости от угла выхода для частоты  $f = 21$  МГц с учетом различного местоположения ОВ. Как и следовало ожидать, наибольшее изменение  $z_{отр}$  дает расположение ОВ вблизи каустической поверхности (здесь это  $x_B = 2300$  км). Изменение высоты рикшота  $z_{рик}$  под влиянием ОВ для  $f = 21$  МГц показано на рис. 1.2.11(б).

Располагая большим количеством подобных графиков, выполненных на основе расчетов для разнообразных геофизических условий, можно с хорошей степенью точности планировать эксперимент.

## 2.5. Увеличение максимально применимой частоты трассы заданной протяженности

Одним из наиболее важных аспектов влияния ОВ на пробные радиоволны является повышение максимально применимой частоты трассы НЗ, в определенном месте которой расположен нагревный стэнд. Это обстоятельство может оказаться чрезвычайно важным для практики радиосвязи. Изменение МПЧ является следствием дополнительной рефракции радиоволны на крупномасштабной неоднородности и качественно обусловлено тем, что лучи, в отсутствие возмущения уходящие за пределы моносферы, в результате рефракции на "линзе" отражаются от неё и приходят в пункт приёма. Относительную величину  $(\Delta f / f)_{max}$  максимального увеличения МПЧ для случая высоких частот  $f^2 \gg f_0^2$  (где  $f_0$  - критическая частота слоя F,  $f$  - рабочая частота) приближенно можно оценить по формуле, полученной из закона преломления при низких углах выхода лучей [40],

$$\left(\frac{\Delta f}{f}\right)_{max} \approx \frac{f_n^2}{f_0^2} \sqrt{\frac{f_0^2 - f_n^2}{f^2}} \left| \frac{\Delta N_e}{N_{ea}} \right| \frac{\Delta x}{\Delta z}, \quad (1.2.18)$$

где  $f_n$  - частота мощной волны,  $\Delta N_e / N_{e0}$  - максимальное относительное изменение электронной концентрации в ОВ,  $\Delta x$  и  $\Delta z$  - её горизонтальные и вертикальные размеры. При выводе (I.2.18) использовано выражение для максимального угла рефракции луча к ОВ гауссовой формы [33]. Легко видеть, что значение  $(\Delta f / f)_{\max}$  увеличивается с ростом  $\Delta N_e / N_{e0}$  и  $\Delta x / \Delta z$  и зависит от высоты нагрева, т.е. в конечном итоге - от соотношения  $f_n$  и  $f_o$ . Из (I.2.18) нетрудно получить оптимальное соотношение  $f_n / f_o$ , которое при  $\Delta N_e / N_{e0} = \text{const}$  выглядит, как  $f_n \approx 0,8 f_o$ , тогда выражение (I.2.18) упрощается и  $(\Delta f / f)_{\max} \approx 0,5 (f_o / f) |\Delta N_e / N_{e0}| \frac{\Delta x}{\Delta z}$ . Полагая  $\Delta N_e / N_{e0} = 0,1$ ,  $f_o / f = 0,5$ ,  $\Delta x / \Delta z = 3 - 5$ , имеем  $(\Delta f / f)_{\max} \approx 0,075 - 0,125$  или абсолютное изменение МПЧ  $\Delta f_{\max} = 1,125 - 1,875$  МГц для частоты  $f = 15$  МГц.

Более строго и с учетом изменяющейся обстановки на трассе распространения расчеты МПЧ можно провести путем решения системы уравнений (I.2.17), описывающей траекторию пробной волны. В процессе счета определяется предельная частота волны (МПЧ), отражающейся от F-слоя ионосферы на трассе заданной протяженности. Анализ результатов расчета показал, что изменения МПЧ зависят от величины  $\Delta N_e / N_{e0}$ , размеров ОВ, соотношения частот нагревной и пробной радиоволн и критической частоты слоя F, расположения ОВ от излучателя пробных волн, величины и знака регулярного градиента  $N_e$  на трассе. Так, получено, в частности, что для  $\Delta N_e / N_{e0} \approx 0,2$  изменения МПЧ в дневных условиях на трассе длиной около 3000 км могли бы составить примерно 15%.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе общих представлений о процессах, происходящих в ионосфере под действием мощного радиоизлучения и модельных расчетов, можно заключить, что

- при нагреве ионосферы полем мощных радиоволн возрастает температура электронов, при этом в F-слое электронная концентрация понижается, а в E-слое - возрастает,
- под воздействием нагрева в F-слое образуется крупномасштабная область пониженной концентрации электронов с размерами, определяемыми диаграммой направленности мощного передатчика (по горизонтали) и геофизическими условиями (по вертикали). Относительные изменения концентрации  $\Delta N_e / N_{e0}$  в центре ОВ могут достигать  $\Delta N_e / N_{e0} \approx 5 \cdot 10^{-2} - 2 \cdot 10^{-1}$  при эффективной мощности нагревного передатчика  $P_G \approx 20 -$

300 МВт.

В E- и нижней части F-слоя образуется область повышенной концентрации электронов с  $\Delta N_e/N_{e0} \approx 5 - 8 \cdot 10^{-1}$  при  $P_G \approx 100$  МВт, - существование крупномасштабной области возмущения приводит к изменениям пространственно-временных характеристик проходящих через неё радиоволн, что находит отражение в изменении дальности и углов прихода радиоволн, высоты отражения от ионосферы, МПЧ трассы и ряда других характеристик.

#### ПРИЛОЖЕНИЕ

Некоторые особенности математического моделирования при решении задачи об исследовании влияния мощного КВ радиоизлучения на распространение радиоволн

В приложении рассмотрены некоторые вопросы численного моделирования, связанные с решением различных задач распространения радиоволн как в невозмущённой ионосфере, так и через искусственную область возмущения.

##### I. Расчеты траекторий.

Система уравнений для расчета траекторий (см. разд. 2.I, (I.2.I7)) имеет вид

$$\frac{d\theta}{dz} = \frac{R_0 \sin \alpha_0 + \Delta(\theta, z)}{\sqrt{n^2(R_0+z)^2 - (R_0 \sin \alpha_0 + \Delta(\theta, z))^2}} \frac{1}{R_0+z},$$

$$\frac{d\Delta}{dz} = \frac{\partial n}{\partial \theta} \frac{1}{\cos \alpha},$$

$$\sin \alpha = \frac{R_0 \sin \alpha_0 + \Delta}{n(R_0+z)}.$$

Все обозначения и геометрия расчета даны в разд. 2.I. Расчеты траекторий по системе (I.2.I7) имеют некоторые особенности. Так как в точке отражения волны от ионосферы величина

$$u = \cos \alpha = \sqrt{1 - \frac{(R_0 \sin \alpha_0 + \Delta)^2}{n^2(R_0+z)^2}} \quad (I.2.I9)$$

обращается в нуль, то при решении системы (I.2.I4) возникала необходимость принудительной смены знака  $\zeta$  на спадающем участке траектории, в силу чего отгону точки отражения приходилось вести с высокой точностью. Но, как оказалось, такая отгонка невозможна вследствие потери точности при отражении: в результате подкоренное выражение в (I.2.I9) становилось отрицательным, а грубая отгонка приводила к неверным результатам. Чтобы преодолеть указанные трудности в решении (I.2.I4) к системе было добавлено уравнение для  $\zeta$ , полученное путём дифференцирования (I.2.I9), при этом функция  $n = n(z, \theta)$  дифференцировалась как сложная функция.

Входящие в правую часть нового уравнения производные  $\frac{\partial \Delta}{\partial \theta}$ ,  $\frac{\partial n}{\partial \theta}$  заменялись из системы (I.2.I7).

В результате система уравнений (I.2.I7) была приведена к виду

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{d\theta} &= 1, \\ \frac{dz}{d\theta} &= R_s \zeta, \\ \frac{d\Delta}{d\theta} &= \frac{\partial n}{\partial \theta} R_s, \\ \frac{dn}{d\theta} &= \frac{1}{n} \left[ \sin \alpha \left( \frac{\partial n}{\partial z} R_s + n \right) - \zeta \frac{\partial n}{\partial z} \right], \end{aligned} \quad (I.2.20)$$

где  $\frac{R_z}{\sin \alpha} = R_s$ ,  $\zeta = \cos \alpha$ ,  $R_z = R_0 + z$ ,  $\sin \alpha = \frac{R_0 \sin \alpha + \Delta}{n(R_0 + z)}$ ,

которая и интегрировалась с начальными условиями

$$\begin{aligned} \theta_0 &= 0, \\ z_0 &= 0, \\ \Delta_0 &= 0, \\ \zeta_0 &= \sqrt{1 - \sin^2 \alpha_0}. \end{aligned}$$

Невозмущенный профиль электронной концентрации  $N_{e0}(z, \theta)$  (входящий в выражение для  $n(z, \theta)$ ,  $n^2 = 1 - 0,806 \cdot 10^{-4} (N_{e0} + \Delta N_e) / f^2$ ) рассчитывался согласно модели Гуревича, Фишук, Цедилиной [22], скорректированной по прогнозам МПЧ и картам геометрических параметров слоя F [23, 24]. При этом определялись координаты точек трассы распространения по известным координатам двух пунктов  $(\varphi_1, \lambda_1)$  и  $(\varphi_2, \lambda_2)$ , лежащих на трассе, описываемой следующей системой уравнений:



$$\begin{aligned} \cos \varphi_1 \cos \lambda_1 \cos \varphi \cos \lambda + \cos \varphi_1 \sin \lambda_1 \cos \varphi \sin \lambda + \sin \varphi_1 \sin \varphi &= \cos \theta_1, \\ \cos \varphi_2 \cos \lambda_2 \cos \varphi \cos \lambda + \cos \varphi_2 \sin \lambda_2 \cos \varphi \sin \lambda + & \\ + \sin \varphi_2 \sin \varphi &= \cos(\theta_1 - \theta_2), \end{aligned} \quad (I.2.21)$$

где  $\theta_1$  и  $\theta_2$  - угловые расстояния между точками с координатами  $(\varphi_1, \lambda_1)$ ,  $(\varphi, \lambda)$  и  $(\varphi_2, \lambda_2)$ ,  $(\varphi, \lambda)$ . Можно показать, что решение  $(\varphi, \lambda)$  системы (I.2.21) единственно.

Система (I.2.21) - система двух трансцендентных уравнений с двумя неизвестными:  $\varphi, \lambda$ . Решение её удастся записать в явном виде следующим образом. Из (I.2.21) находим выражения  $\cos \varphi \cos \lambda$  и  $\cos \varphi \sin \lambda$  через  $\sin \varphi$  и известные величины

$$\begin{aligned} \cos \varphi \sin \lambda &= d_1 \sin \varphi + d_2, \\ \cos \varphi \cos \lambda &= d_3 \sin \varphi + d_4, \end{aligned} \quad (I.2.22)$$

где  $d_i = d_i(\varphi_1, \lambda_1; \varphi_2, \lambda_2; \theta_1, \theta_2)$ . Возведем обе части этих уравнений в квадрат и сложим, заменяя одновременно  $\cos^2 \varphi = 1 - \sin^2 \varphi$ . В результате получим квадратное уравнение относительно  $\sin \varphi$ . Так как решение исходной системы (I.2.21) единственно, то дискриминант полученного уравнения равен нулю, из него находим единственное значение  $\sin \varphi$ . Затем из (I.2.22) получаем  $\tan \lambda$ .

Заметим, что в дальнейшем нам нужны значения  $\frac{d\lambda}{d\theta}$  и  $\frac{d\varphi}{d\theta}$ . Для их нахождения оказалось удобнее не дифференцировать явно громоздкие формулы для  $\varphi$  и  $\lambda$ , а продифференцировать по  $\theta$  систему (I.2.21).

Тогда мы получим линейную алгебраическую систему относительно  $\frac{d\varphi}{d\theta}$  и  $\frac{d\lambda}{d\theta}$  с коэффициентами, зависящими от  $\varphi_1, \lambda_1, \varphi_2, \lambda_2$  и от уже найденных  $\varphi$  и  $\lambda$ . Из этой системы и получались значения  $\frac{d\varphi}{d\theta}$  и  $\frac{d\lambda}{d\theta}$ .

В дальнейшем координаты  $(\varphi, \lambda)$  текущей точки трассы использовались для задания по трассе необходимых ионосферных параметров и вычисления  $N_{e0}(z, \theta)$ .

Возмущение электронной концентрации  $\Delta N_e(z, \theta)$  рассчитывалось по аналитической модели области возмущения, описанной в разд. I.3.

Система дифференциальных уравнений (I.2.20) решалась численно методом Рунге-Кутты с модификацией Мерсона. Краткая блок-схема расчета представлена ниже.



Необходимые значения ионосферных параметров, таких как  $T_e$ ,  $T_i$ ,  $\chi$ ,  $\beta$ ,  $z_0$ ,  $\delta$ ,  $\nu_{эф}$ ,  $f_oE$ ,  $f_oF2$ ,  $z_2$ , заданы в виде таблиц (обозначения см. в разд. I.3). Для каждой из этих функций вычисляются коэффициенты интерполяционного многочлена Ньютона, что дает возможность в любой точке трассы вычислять значения этих функций и их производных. Степень  $n$  многочлена определяется количеством значений функции, заданных в таблице. Необходимые производные по  $\theta$  функций  $f_oE$ ,  $f_oF2$ ,  $z_2$  вычисляются в точках, где эти функции заданы, по формулам

$$y_{n1} = \frac{y_{i+1} - y_{i-1}}{R1},$$

$$y_{n0} = \frac{4y_1 - 3y_0 - y_2}{R1},$$

$$y_{n2} = \frac{y_{p-2} - 4y_{p-1} + 3y_p}{R1},$$

где  $R1$  - функция, зависящая от  $N_e(z, \theta)$ . При расчетах значения этих функций в произвольных точках вычисляются методом линейной интерполяции.

Результатом интегрирования (I.2.20) явилось семейство траекторий

лучей в плоскости  $(z, \theta)$ , описывающее распространение радиоволн частотой  $f$ , выходящих из пункта излучения в диапазоне углов  $\alpha_0 = [0, \alpha_0^*]$ , в ионосфере с показателем преломления  $n = n(z, \theta)$ . При этом траектории лучей  $z = z(\theta)$  и некоторые другие функции выводились на печать и на график. Программа расчета реализована на ЭВМ БЭСМ-6.

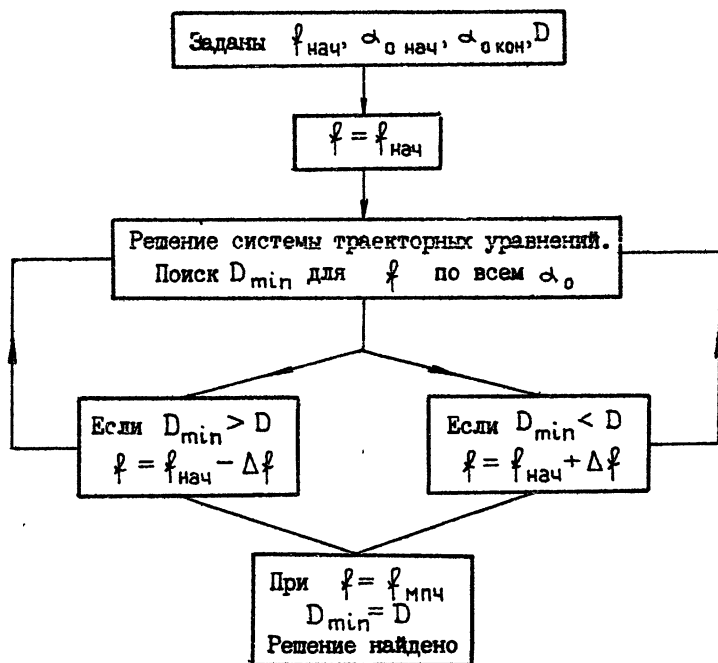
## 2. Расчеты максимально применимой частоты трассы заданной протяженности.

Как и прежде, под максимально применимой частотой (МПЧ) будем понимать предельную частоту радиоволны, которая еще отражается от ионосферы. При этом МПЧ трассы заданной протяженности считается максимальной из частот радиоволн, распространяющихся на заданную дальность. Исходя из этого определения был построен алгоритм нахождения МПЧ.

Задача решается на основе системы уравнений (1.2.14). Длина трассы  $D$ , начальная рабочая частота  $f_{\text{нач}}$  и диапазон углов выхода, в котором происходит поиск, от  $\alpha_{0\text{нач}}$  до  $\alpha_{0\text{кон}}$  заданы. Основные обозначения те же, что и ранее, а  $D = \theta R_0$ , где  $R_0$  - радиус Земли. Диапазон углов  $\alpha$ , в котором ищется МПЧ, и значение начальной частоты  $f_{\text{нач}}$  задаются, исходя из предварительных траекторных расчетов. При этом алгоритм нахождения МПЧ трассы заданной протяженности  $D$  выглядит следующим образом.

Для заданной  $f_{\text{нач}}$  в диапазоне углов  $[\alpha_{0\text{нач}}, \alpha_{0\text{кон}}]$  ищется траектория, имеющая минимальную дальность  $D_{\text{min}}$ . После этого происходит сравнение  $D_{\text{min}}$  с  $D$  и в том случае, если  $D_{\text{min}} > D$ , рабочая частота увеличивается, а при  $D_{\text{min}} = D$  - уменьшается. Шаг изменения частоты выбирается, исходя из необходимой точности расчетов. Поиск продолжается с новым значением  $f_{\text{нач}}$ . Решение задачи считается найденным в том случае, когда  $D_{\text{min}} = D$  с необходимой наперед заданной степенью точности  $E_D$ . На печать выдается значение  $f$  МПЧ,  $\alpha$ , траектория луча. При необходимости имеется вывод на график.

Блок-схема расчета МПЧ выглядит следующим образом.



### 3. Расчет возмущений температуры и концентрации электронов.

Система уравнений (I.1.8), (I.1.9), описывающая распределение температуры и концентрации электронов в ионосфере с учетом дополнительного источника энергии, путем замены переменных была приведена к виду

$$-\frac{d}{dx} \left\{ \frac{T_e + T_i}{\nu_{in}} \frac{dy}{dx} + 177,5 \frac{y}{\nu_{in}} \right\} = 2,026q - \alpha' 2,026 \cdot 10^{10} y^2,$$

$$-\frac{d}{dx} \left\{ \frac{y T_e}{55 y T_e^{-3/2} + 5,04 \cdot 10^{-8} y_m T_e^{5/6}} \frac{dT_e}{dx} \right\} - 1,497385 \cdot 10^8 y^2 (T_e - T_i) T_e^{-3/2} - 7,434 y y_m (T_e - T_i)^{5/6} + 1,780528 \cdot 10^{16} Q +$$

(I.2.21)

$$+ \frac{6,475601 \cdot 10^{13} y (55y T_e^{-3/2} + 5,04 \cdot 10^8 T_e^{5/6} y_m) \rho_3 \left(\frac{\omega L}{c}\right)^{1/3} \exp\left\{-2\left(\frac{x-x_1}{x_0}\right)\right\}}{x^2 \left[ (\omega + \omega_H)^2 + 10^{10} (55y T_e^{-3/2} + 5,04 \cdot 10^8 y_m T_e^{5/6})^2 \right]} = 0$$

Здесь  $N_e = 10^5 y$ ,  $N_m = 10^8 y_m$ ,  $z = 10^6 x$ ,

$$y_{in} = y_{in}^0 \exp\left(-\frac{x-x_{нач}}{h}\right),$$

где  $h$  - высота однородной атмосферы,  $y_{in}^0 = 13,2 c^{-1}$ ;

$$\alpha' = \frac{4 \cdot 10^{-7} \left(\frac{300}{T_e}\right) \exp\left\{-2\left(\frac{x-x_2}{h}\right)\right\}}{\exp\left\{-2\left(\frac{x-x_2}{h}\right)\right\} + 5,71 y \left(\frac{300}{T_e}\right)}.$$

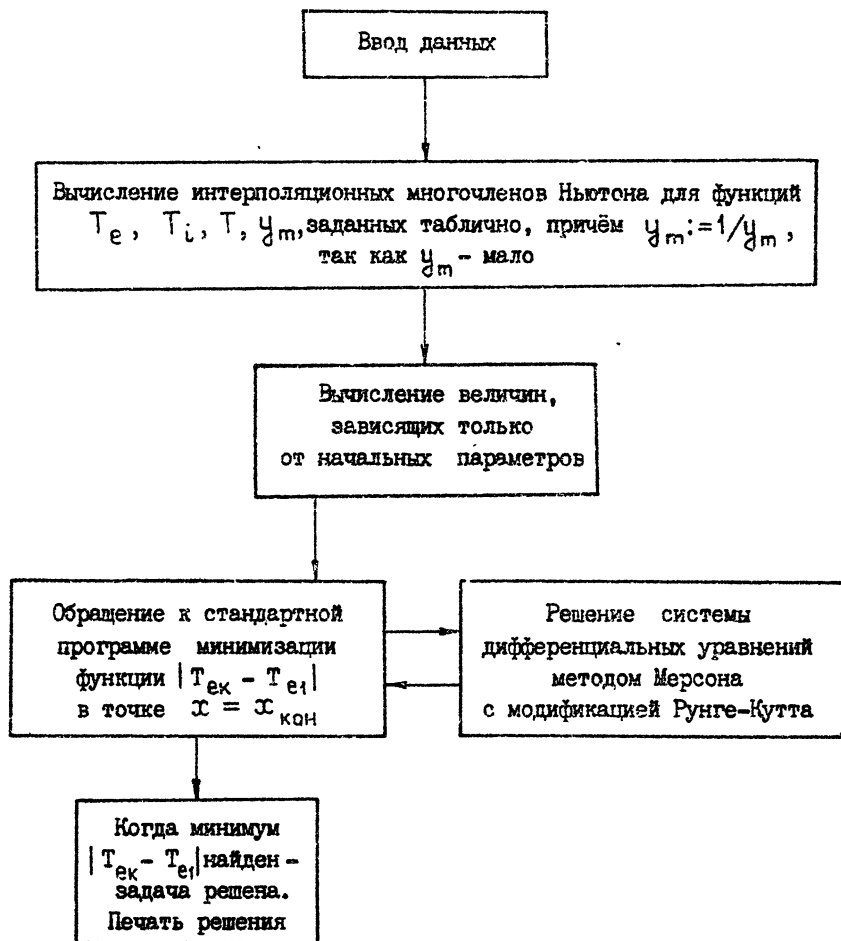
Вначале система (I.2.2I) решалась для  $\rho_3 = 0$  относительно  $q$  и  $Q$ . Система уравнений (I.2.2I) в конечном итоге свелась к виду

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dx} &= 1, \\ \frac{dy}{dx} &= y \Pi, \\ \frac{dT_e}{dx} &= T_e \Pi, \\ \frac{dy \Pi}{dx} &= A(y, T_e), \\ \frac{dT_e \Pi}{dx} &= B(y, T_e). \end{aligned} \tag{I.2.22}$$

Здесь  $A$  и  $B$  - некоторые функции, знаком " $\Pi$ " обозначены производные.

Решение (I.2.22) ищется путем минимизации разности  $|T_{ек} - T_{e1}|$  на верхней границе  $x = x_{кон}$ , то есть ищется такое значение  $T_{e1}$  ( $x = x_{нач}$ ), чтобы при  $x = x_{кон}$  выполнялось условие  $T_{e1}(x_{кон}) = T_{ек}$ .

# БЛОК-СХЕМА РЕШЕНИЯ



## Л и т е р а т у р а

1. Блюх П.В., Бреховецкий А.С. - Геомagnetизм и астрономия, 1969, т. 9, № 3, с. 545.
2. Ерухимов Л.М., Метелев С.А., Митякова Э.Е. и др. - В сб.: Тепловые нелинейные явления в плазме, Горький, 1979, с. 7.
3. Толмачева А.В. - Диссертация. Горький, 1980.
4. Ерухимов Л.М., Ковалев В.И., Лернер А.М. и др. - Изв. вузов - Радиофизика, 1979, т. 22, № 10, с. 1278.
5. Бенедиктов Е.А., Горохов Н.А., Игнатъев Д.А. и др. - Изв. вузов - Радиофизика, 1980, т. 23, № 4, с. 502.
6. Бахметьева Н.В., Бенедиктов Е.А., Иванов В.А. и др. - В сб.: Эффекты искусственного воздействия мощным радиоизлучением на ионосферу Земли. / Материалы Всесоюзного симпозиума, Суздаль, 1983. - М.: ИЗМИРАН, 1983, с. 77.
7. Алебастров В.А., Иванов В.А., Игнатъев Д.А. - Изв. вузов - Радиофизика, 1984 (в печати).
8. Гуревич А.В., Шварцбург А.Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. - М.: Наука, 1973.
9. Бахметьева Н.В., Жислин Г.М., Игнатъев Д.А. и др. - XIII Всесоюзная конференция по распространению радиоволн. Горький, 1981. Тезисы докладов, ч. I, с. 146.
10. Васьяков В.В., Гуревич А.В. - Геомagnetизм и астрономия, 1976, т. 16, с. III2.
11. Власов М.Н., Козлов С.И., Кирилук В.И. - Геомagnetизм и астрономия, 1980, т. 20, № 1.
12. Игнатъев Д.А. - Изв. вузов - Радиофизика, 1975, т. 18, с. 1365.
13. Васьяков В.В., Голяк С.Ф. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 34, в. II, с. 582.
14. Васьяков В.В., Гуревич А.В., Дьямант Я.С. - ЖЭТФ, 1983, т. 84, № 2, с. 536.
15. Meltz C., Holway L.H., Tomjanovich N.M. - Radio Science, 1974, v.9, N 11, p.1049.
16. Савельев С.М., Иванов В.Б. - Геомagnetизм и астрономия, 1976, т. 16, № 2, с. 356.
17. Игнатъев Д.А., Кротова З.Н., Митякова Э.Е. - Изв. вузов - Радиофизика, 1977, т. 20, № 12, с. 1846.
18. Васьяков В.В., Иванов В.Б., Павлов Н.Н. и др. - В кн.: Межпланет-

- ные плазменные потоки и магнитосферные возмущения. - М.: ИЗМИРАН, 1978, с. 86.
19. Bernhardt P.A., Duncan L.M. - Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, 1982, v.44, N 12, p.1061.
  20. Иванов-Холодный Г.С., Никольский Г.М. Солнце и ионосфера. - М.: Наука, 1969.
  21. Gordon W.F., Carlson H.C. - Radio Science, 1977, v.9, N11, p.1041.
  22. Гуревич А.В., Фицук Д.И., Цедилина Е.Е. - Геомагнетизм и аэронавигация, 1973, т. 13, с. 31.
  23. Месячный прогноз максимально-применимых частот. - М.: Гидрометеопиздат, 1980.
  24. Ануфриева Т.А., Шапиро Б.С. Геометрические параметры слоя ионосферы. - М.: Наука, 1976.
  25. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. - М.: Физматгиз, 1960.
  26. Иткина М.А., Кротова З.Н. - Изв. вузов - Радиофизика, 1981, т.24, № 4, с. 415.
  27. Иткина М.А., Котик Д.С., Кротова З.Н. и др. Нагрев нижней ионосферы коротковолновым радиоизлучением. Препринт № 162. - Горький: НИРФИ, 1983.
  28. Бочкарев Г.С., Букин Г.В., Гетманцев Г.Г. и др. - Изв. вузов - Радиофизика, 1977, т. 20, № 1, с. 158.
  29. Бенедиктов Е.А., Горохов Н.А., Игнатьев Д.А. и др. - Изв. вузов - Радиофизика, 1980, т. 23, № 4, с. 502.
  30. Игнатьев Д.А., Матюгин С.Н., Шавин П.Б. - XIII Всесоюзная конференция по распространению радиоволн. Горький, 1981. Тезисы докладов, ч. 1, с. 140.
  31. Бенедиктов Е.А., Гетманцев Г.Г., Эозин В.А., Игнатьев Д.А. - Геомаг. и аэронавигация, 1980, т. 20, № 5, с. 955.
  32. Бенедиктов Е.А., Гончаров Н.П., Игнатьев Д.А. и др. - Изв. вузов - Радиофизика, 1984, т. 17, № 1, с. 12.
  33. Голян С.Ф., Димант Я.С., Ким В.Д. и др. - Геомагнетизм и аэронавигация, 1982, т. 22, № 4, с. 675.
  34. Бенедиктов Е.А., Игнатьев Д.А., Матюгин С.Н., Шавин П.Б. - Всб.: Эффекты искусственного воздействия мощным радиоизлучением на ионосферу Земли - Материалы Всесоюзного симпозиума, М., 1983, с. 75.
  35. Кравцов Д.А., Фейзуллин З.И. - Радиотехника и электроника, 1971,



- т. 16, № 10, с. 1777.
36. Бенедиктов Е.А., Гетманцев Г.Г., Игнатьев Д.А., Матюгин С.Н. - В сб.: Влияние мощного радиоизлучения на ионосферу, Апатиты, 1979, с. 29.
  37. Бенедиктов Е.А., Горохов Н.А., Игнатьев Д.А. и др. - Изв. вузов - Радиофизика, 1980, т. 23, № 4, с. 502.
  38. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. - М.: Мир, 1973.
  39. Керблаз Т.С., Ковалевская Е.М. О траекториях коротких радиоволн в ионосфере. - М.: Наука, 1974.
  40. Игнатьев Д.А., Матюгин С.Н. - В сб.: Исследования условий распространения радиоволн. - М.: ИЗМИРАН, 1973, с. 107.
  41. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. - М.: Наука, 1967.
  42. Иванов В.А., Игнатьев Д.А., Матюгин С.Н. и др. - XIV Всесоюзная конференция по распространению радиоволн. Ленинград, 1984. Тезисы докладов, ч. I, с. 127.
  43. Белов И.Ф., Бычков В.В., Гетманцев Г.Г. и др. - Экспериментальный комплекс "Сура" для исследования возмущений ионосферы. Препринт № 167. - Горький: НИРФИ, 1983.

Дата поступления статьи  
30 октября 1984 г.

## СОДЕРЖАНИЕ

	стр.
ВВЕДЕНИЕ . . . . .	3
1. ПАРАМЕТРЫ ИСКУССТВЕННОЙ ОБЛАСТИ ВОЗМУЩЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩЕЙ ПРИ ВЕРТИКАЛЬНОМ НАГРЕВЕ ИОНОСФЕРЫ ПОЛЕМ МОЩНЫХ РАДИОВОЛН . . .	4
1.1. Общие физические представления о возмущении ионосферы на высотах E- и F-слоев . . . . .	4
1.2. Некоторые вопросы моделирования крупномасштабной обла- сти возмущения . . . . .	7
1.3. Аналитическая модель ОБ на высотах 100 - 400 км . . .	12
1.4. Решение самосогласованной задачи о возмущении темпера- туры и концентрации электронов на высотах F-слоя . .	18
1.5. Калибровка модели ОБ по экспериментальным данным . . .	25
2. НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ ВЛИЯНИЯ КРУПНОМАСШТАБНОЙ ОБЛАСТИ ВОЗМУЩЕ- НИЯ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН . . . . .	28
2.1. Изменение амплитуды пробной волны вследствие рефракции • на ОБ . . . . .	28
2.2. Влияние ОБ на групповой и фазовый путь волны . . . . .	37
2.3. Искусственный эффект Доплера . . . . .	38
2.4. Изменения пространственно-угловых характеристик проб- ных радиоволн . . . . .	39
2.5. Увеличение максимально применимой частоты трассы за- данной протяженности . . . . .	45
ЗАКЛЮЧЕНИЕ . . . . .	46
ПРИЛОЖЕНИЕ . . . . .	47
ЛИТЕРАТУРА . . . . .	55

Наталья Владимировна Бахметьева

Евгений Андреевич Бенедиктов

Юрий Александрович Игнатьев

Григорий Моисеевич Жислян

Сергей Александрович Матюжак

Виктория Иосифовна Петрухина

Петр Борисович Шавяк

ИССЛЕДОВАНИЯ КРУПНОМАСШТАБНОЙ ОБЛАСТИ ВОЗМЕШЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩЕЙ  
ПРИ ВЕРТИКАЛЬНОМ НАГРЕВЕ ИОНОСФЕРЫ МОШНЫМ КВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ  
И ЕЕ ВЛИЯНИЯ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

---

Подписано в печать 26.12.84 г. МШ 01948. формат 60 x 84 /16. Бумага  
офсетная № 1. Печать офсетная. Объем 3,31 усл. печ. л. Тираж 120.

Заказ 4139. Бесплатно.

---

Отпечатано на ротативе НИРФИ