

УДК 550.388 2

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕФОКУСИРОВКИ РАДИОВОЛН В ИОНОСФЕРЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

*Г. Н. Бойко, В. В. Васильков, С. Ф. Голян, А. В. Гуревич, Я. С. Димант,
В. А. Зюзин, В. Ю. Ким, Г. П. Комраков, Л. А. Лобачевский,
В. В. Мигулин, Н. А. Митяков, В. А. Панченко, В. П. Полиматиди,
В. А. Рыжов, Л. Д. Шоя*

Экспериментально обнаружен эффект сильного ослабления амплитуды пробных радиоволн, распространяющихся через ионосферу, возмущенную мощной радиоволной. Результаты эксперимента сопоставлены с теорией. Показано, что наблюдаемый эффект обусловлен дефокусировкой пробных радиоволн при их распространении через искусственную ионосферную линзу, создаваемую мощной радиоволной на высотах 100–200 км.

Воздействие мощными радиоволнами на ионосферу приводит к изменению уровня ее ионизации. Следствием этого является образование неоднородной структуры в ионосферном слое толщиной порядка 100–200 км и горизонтальным масштабом, определяемым диаграммой направленности антенны возмущающего передатчика. Такая крупномасштабная неоднородность электронной концентрации может играть роль линзы, фокусирующей или дефокусирующей радиоволны [1, 2]. Об экспериментальном обнаружении сильной дефокусировки радиоволн, распространяющихся через возмущенную область, кратко сообщалось в работе [3]. Детальному изложению полученных результатов и их сопоставлению с теорией посвящена настоящая работа.

1. Результаты экспериментов. Эксперименты по воздействию на ионосферу мощным КВ-радиоизлучением проводились на стенде «Сура», обладающем высокой эквивалентной мощностью излучения (до 300 МВт) и узкой диаграммой направленности [4]. Мощная радиоволна излучалась вертикально вверх. Передатчик работал в циклическом режиме: несколько минут — нагрев, несколько минут — пауза. Длительности периодов нагрева и паузы варьировались в разных сеансах. Возмущенная область в ионосфере зондировалась пробными радиоволнами одновременно на нескольких частотах [5]. Пункт приема радиосигналов, отраженных от ионосферы, был расположен вблизи пункта излучения мощной и пробной радиоволн, так что зондирование ионосферы можно считать практически вертикальным.

При воздействии на ионосферу мощной радиоволной «обыкновенной» поляризации («O»-волной) с частотой ниже критической частоты слоя F2 возникает эффект широкополосного аномального ослабления радиоволн [6, 7], который связан с трансформацией пробных радиоволн на неоднородностях, генерируемых в области отражения мощной радиоволны [8]. Для однозначного выделения эффектов дефокусировки в описываемых экспериментах осуществлялись режимы, когда аномальное ослабление отсутствовало. С этой целью возмущение ионосферы проводилось либо радиоволнами «необыкновенной» поляризации («X»-

волнами), либо в режиме «на просвет», когда частота греющей радиоволны любой поляризации была выше критической частоты слоя $F2$.

Одновременно с записью амплитуды принимаемых радиосигналов проводились измерения их доплеровских спектров с помощью диагностического комплекса ИЗМИРАН [5]. Это позволяло определять скорость и знак изменения электронной концентрации в возмущенной области на различных высотах.

Приведенные ниже экспериментальные результаты получены в ряде сеансов, проводившихся в дневное время в мае и июле 1983 года. Типичное поведение амплитуды $A(t)$ и доплеровского сдвига частоты $f_d(t)$ принимаемого сигнала пробной радиоволны показано на рис. 1. Аналогичный ход $A(t)$ и $f_d(t)$ был зарегистрирован и на остальных из восьми зондирующих частот в диапазоне от 4 до 8,4 МГц. Анализ хода доплеровского сдвига частоты $f_d(t)$ на всех пробных частотах показал, что в условиях эксперимента концентрация электронов нарастала при включении возмущающей станции в области высот $100 \leq h \leq 200$ км в среднем примерно на 10%. Природа этого эффекта достаточно хорошо изучена [2, 5]. Рост электронной концентрации на высотах 100—200 км связан с ослаблением рекомбинационных процессов при нагреве электронов плазмы мощным радиоизлучением.

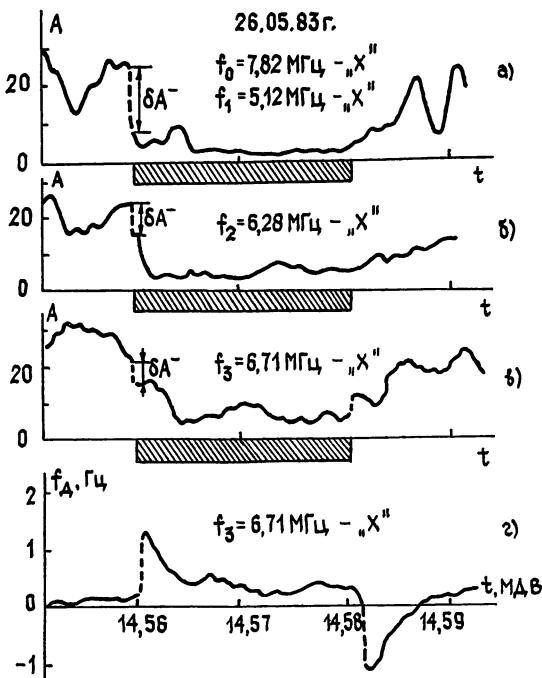


Рис. 1. Динамика амплитуды и доплеровского смещения частоты пробных волн ($f_1, 2, 3$) при нагреве ионосферы мощной радиоволной на частоте $f_0=7,82$ МГц (« X »), $PG=200$ МВт. Период работы мощного передатчика указан штриховкой.

Как видно из рис. 1, амплитуда пробной радиоволны практически сразу после включения возмущающей станции испытывает резкое уменьшение на величину δA^- . Такой же относительный скачок δA^+ , но с противоположным знаком, амплитуда имеет и при выключении нагрева. Эти скачки можно связать с возникновением кроссмодуляционного поглощения в D - и E -слоях ионосферы [2]. Видно, однако, что амплитуда пробных волн продолжает медленно спадать после включения

и нарастать после выключения нагрева. Этот последний эффект стабильно наблюдался во всех сеансах в каждом цикле нагрева. Согласно рис. 1 он полностью коррелирует с поведением доплеровского спектра $f_d(t)$. Поэтому медленное, но значительное уменьшение амплитуды пробных волн можно связать с их дефокусировкой, вызванной увеличением плотности плазмы в поле мощной радиоволны. Таким образом, нагрев ионосферы мощной радиоволной с достаточно узкой диаграммой направленности может приводить к формированию искусственной дефокусирующей линзы, расположенной на высотах 100–200 км.

На рис. 2 представлена частотная зависимость коэффициента дефокусировки линзы K_N (в децибелах), который согласно [3] равен

$$K_N(f) = K_{\pi}(f) - K_v(f). \quad (1)$$

Здесь $K_{\pi} = 20 \lg(A_{\pi}/A_h)$ — полный коэффициент ослабления; A_{π} , A_h — средние значения амплитуды сигнала соответственно в паузе и во время нагрева, вычисленные после установления $A(t)$, $f_d(t)$; $K_v = 20 \lg[A_1/(A_1 - \delta A)]$ — коэффициент кроссмодуляционного поглощения; A_1 — амплитуда сигнала в момент перед включением нагрева. Из рис. 2 видно, что мощность сигнала может уменьшаться за счет дефокусировки почти в 100 раз, т. е. данный эффект оказывается весьма сильным.

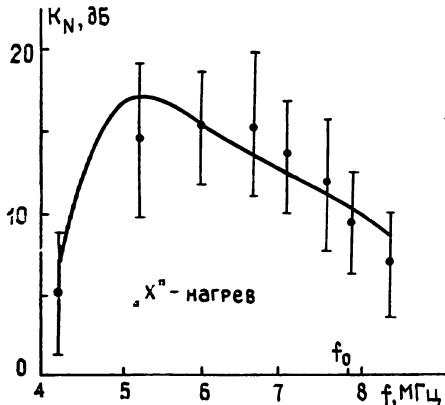


Рис. 2.

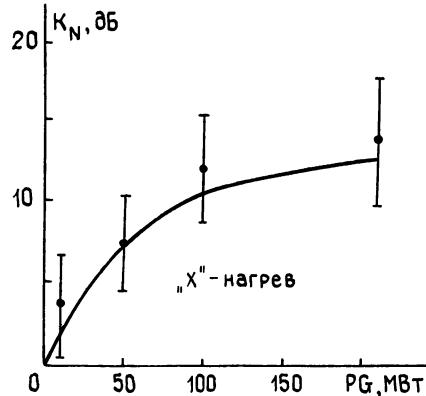


Рис. 3.

Рис. 2. Зависимость коэффициента дефокусировки K_N от частоты пробных радиоволн. Нагрев на частоте $f_0 = 7,82 \text{ МГц}$ («Х»), $PG = 200 \text{ МВт}$. Точки — эксперимент, сплошная линия — теоретический расчет.

Рис. 3. Зависимость коэффициента дефокусировки K_N от мощности нагревной волны. Нагрев на частоте $f_0 = 7,82 \text{ МГц}$ («Х»), частота пробной волны $f = 7,02 \text{ МГц}$. Точки — эксперимент, сплошная линия — теоретический расчет.

Зависимость коэффициента дефокусировки от мощности нагрева показана на рис. 3. Аналогичная картина поведения $A(t)$, $f_d(t)$, K_N наблюдалась и при нагреве ионосферы в режиме «на просвет» для обоих типов поляризации мощной радиоволны.

Отметим важную особенность в поведении амплитуды принимаемого радиосигнала, проиллюстрированную на рис. 4. Здесь нагрев проводился на частоте, превышающей критическую частоту слоя F2, т. е. в режиме «на просвет». После включения либо выключения мощного передатчика в большинстве случаев возникают глубокие колебания амплитуды пробных волн, интенсивность и частота которых убывают со временем. Этот процесс коррелирует с описанным выше медленным изменением среднего значения амплитуды. При равных частотах пробных волн частота колебаний амплитуды F_m больше для «Х»-волны

($F_m = 2,5 \div 3$ Гц в диапазоне $f = 4 \div 5$ МГц и $F_m = 1 \div 1,5$ Гц в диапазоне $f = 6 \div 8$ МГц), чем для пробных волн «O»-поляризации ($F_m = 1 \div 1,5$ Гц и $F_m = 0,5 \div 1$ Гц для соответствующих диапазонов f). С уменьшением частоты f этот эффект проявляется ярче.

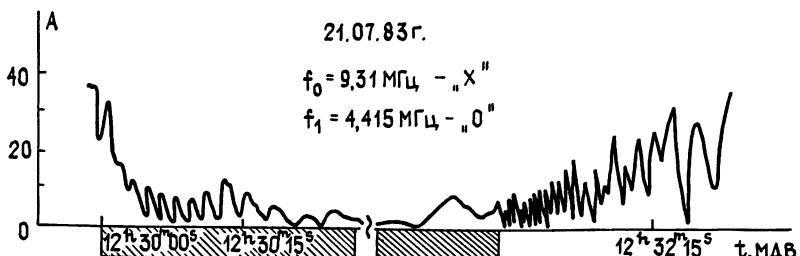


Рис. 4. Динамика амплитуды сигнала пробной радиоволны на частоте $f = 4,415$ МГц («O»). Нагрев на частоте $f_0 = 9,31$ МГц («X»). Измерения 21.07.83.

Если уменьшение среднего значения амплитуды сигнала является чисто геометрооптическим эффектом, связанным с усиленной расходностью лучей, то наиболее вероятной причиной возникновения осцилляций амплитуды являются волновые (интерференционные) процессы. К их числу относится дифракция Френеля на линзе малого радиуса*, а также интерференция основного сигнала с дополнительными боковыми отражениями пробной волны от крупномасштабных неоднородностей естественного либо искусственного происхождения. Изменение фазы основной волны в переходный период установления (либо релаксации) ионосферной линзы может приводить к наблюдаемым на опыте осцилляциям (биениям) амплитуды принимаемого суммарного сигнала. Важно при этом, что проходящая через линзу основная волна оказывается сильно ослабленной за счет дефокусировки. Это существенно облегчает возникновение значительных по амплитуде интерференционных эффектов.

2. Расчет дефокусировки радиоволн. Для расчета дефокусировки пробных волн рассмотрим вначале возмущения концентрации ΔN , создаваемые мощной радиоволной в ионосферной плазме. Следуя [1, 2], будем считать, что греющая радиоволна с частотой $f_0 = \omega_0/2\pi$ излучается с Земли в форме узкого осесимметричного центрированного пучка лучей с параболическим распределением интенсивности $I = E^2/8\pi$:

$$I(h, \rho) = I_0 \left(\frac{h_0}{h} \right)^2 \left(1 - \frac{\rho^2}{h^2 \theta_0^2} \right), \quad h \leq h_0, \quad \theta_0 \ll 1. \quad (2)$$

Здесь h — высота над поверхностью Земли, h_0 — высота нижней границы дефокусирующей области (линзы), θ_0 — начальный угол расходности пучка, ρ — радиус в поперечном сечении пучка, $I_0 = I(h_0, 0)$, E — амплитуда электрического поля излучаемой радиоволны. Параболическая аппроксимация (2) справедлива в приосевой области пучка, $\rho < h \theta_0^2$. В более широкой области, $\rho < h$, угловое распределение интенсивности в случае синфазной антенной решетки квадратной формы имеет вид

$$I(h, \rho) = I(h, 0) \frac{\sin^2 \chi}{\chi^2}, \quad \chi = \frac{\pi l}{\lambda_0} \frac{\rho}{h}, \quad (2a)$$

* Отметим, что интенсивность краевых дифракционных эффектов резко возрастает в условиях аксиальной симметрии задачи (см. возникновение светлого пятна Пуассона в центре геометрической тени от черного диска [9]).

* Вне этой области реализуется эффект пересечения нескольких лучей. Интерференция между которыми может приводить к осцилляторной структуре возмущения электронной концентрации [1, 2].

где $\lambda_0 = c/f_0$ — длина излучаемой волны в вакууме, l — длина стороны квадрата решетки. Из (2), (2а) видно, что величина

$$\theta_0 = \frac{\sqrt{3}}{\pi} \frac{\lambda_0}{l} \approx \frac{1,65 \cdot 10^2}{l f_0} \quad (3)$$

приблизительно на одну четверть превышает полуширину главного максимума диаграммы направленности антенны, определяемую по половинной мощности. При $h < h_0$ интенсивность падающей волны в центре пучка связана с эквивалентной мощностью излучателя PG соотношением

$$I(h, 0) \approx \frac{3,6}{h^2} \eta PG, \quad (4)$$

где $\eta(h)$ — коэффициент, описывающий затухание мощной радиоволны при ее распространении до высоты h .

Для достаточно высокой частоты греющей волны $\omega_0^2 \gg \omega_p^2, \omega_H^2, v_e^2$, когда справедливо приближение квазипродольного распространения [10], распределение интенсивности узкого пучка (2) с учетом его нелинейной дефокусировки при $h > h_0$ достаточно хорошо описывается выражением [1, 2]*

$$I(h, \rho) = I_0 \left(\frac{h_0}{F} \right)^2 \left(1 - \frac{\rho^2}{F^2 \theta_0^2} \right), \quad \rho < F\theta_0; \quad (5)$$

$$F(h) = [h^2 + \gamma(h - h_0)^2]^{1/2}; \quad (6)$$

$$\gamma = \frac{2 |\beta| I_0}{\theta_0^2} \approx 0,4 \eta \left(\frac{l}{h_0} \right)^2 \frac{PG}{(f_0 \pm f_L)^2}, \quad (7)$$

а соответствующее возмущение электронной концентрации имеет вид

$$\Delta N(h, \rho) = \Delta N_0 I(h, \rho) / I_0 \quad (8)$$

$$\Delta N_0 = \frac{|\beta| I_0 m \omega_0 (\omega_0 \pm \omega_L)}{2 \pi e^2} = \theta_0^2 \gamma \frac{m \omega_0 (\omega_0 \pm \omega_L)}{4 \pi e^2} \ll N. \quad (9)$$

Здесь $\omega_H = 2\pi f_H$, $\omega_p = (4\pi Ne^2/m)^{1/2}$, v_e — гирочастота, плазменная частота и частота соударений электронов соответственно, $\omega_L = 2\pi f_L = \omega_H \cos \alpha$, α — угол между вертикалью и направлением поля Земли B , β — параметр нелинейного изменения диэлектрической проницаемости среды $\epsilon(N, \omega_0) \approx \epsilon_0 \approx 1$:

$$\beta = \frac{1}{2\epsilon_0} \frac{\partial \epsilon_0}{\partial N} \frac{dN}{dI} \approx - \frac{2\pi e^2}{m \omega_0 (\omega_0 \pm \omega_L)} \frac{\Delta N}{I}. \quad (10)$$

В (7), (9), (10) знаки (\pm) соответствуют волнам разной поляризации: $(+)$ — «O»-волне, $(-)$ — «X»-волне. При получении формул (5) — (7) учтено, что в интервале высот $100 \text{ км} \leq h \leq 200 \text{ км}$ ионосферу приближенно можно рассматривать как однородную дефокусирующую среду с постоянным значением β в виде (10), равным (согласно [2], с. 186)

$$\beta \approx \frac{k}{f_0 (f_0 \pm f_L)} \quad (f_0, f_L \text{ в } M\Gamma\zeta), \quad (10a)$$

$$h_0 \leq h \leq h_1, \quad h_0 \approx 100 \text{ км},$$

* В соотношениях (3), (4), (7) величина l выражена в м, высоты h и h_0 — в км, эквивалентная мощность PG — в МВт, интенсивности I и I_0 — в $(B/m)^2$, частоты f_0 и f_L — в МГц.

$$h_1 \approx 200 \text{ км}, \quad k = 1,6 \cdot 10^3 \text{ (м/Б)}^2 \text{ (день),}$$

$$h_1 \approx 190 \text{ км}, \quad k = 20 \text{ (м/Б)}^2 \text{ (ночь).}$$

Вне указанного интервала высот возмущением диэлектрической проницаемости можно пренебречь*, $\beta \approx 0$.

Рефракция пробных радиоволн на искусственной неоднородности (8), (9) описывается уравнениями геометрической оптики для интенсивности w и горизонтальной проекции v_ρ единичного вектора направления луча v пробной радиоволны с частотой $f = \omega/2\pi$. В неотклоняющей области распространения волны $\omega^2 \gg \omega_\rho^2, \omega_H^2, v_e^2$ эти уравнения принимают вид ([2], § 19.3)

$$\frac{\partial w}{\partial h} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} (\rho w v_\rho) = 0; \quad (11)$$

$$\frac{\partial v_\rho}{\partial h} + v_\rho \frac{\partial v_\rho}{\partial \rho} = -q |\beta| \frac{\partial I}{\partial \rho}, \quad (12)$$

где q — коэффициент, учитывающий отличие пробной радиоволны от греющей по частоте и поляризации. В неотклоняющей области он равен

$$q \approx \frac{\omega_0(\omega \pm \omega_L)}{\omega(\omega \pm \omega_L)} \equiv \frac{f_0(f_0 \pm f_L)}{f(f \pm f_L)}. \quad (13)$$

Здесь знаки (\pm) , как и ранее, связаны с поляризациями мощной (числитель) и пробной (знаменатель) радиоволны. Уравнения (11), (12) отличаются от соответствующих уравнений для мощной радиоволны [1] тем, что они являются линейными по интенсивности волны, с заданной правой частью в (12), определяемой формулами (4)–(7), (13).

Будем искать решение для v_ρ (12) в виде

$$v_\rho = \Psi(h)\rho, \quad \Psi(h) = G'_h/G, \quad (14)$$

где величина $G(h)$, аналогичная $F(h)$ для мощной радиоволны (6), характеризует расходимость лучей: для данного луча

$$\rho(h)/G(h) = \text{const}. \quad (14a)$$

Величина $1/\Psi(h)$ имеет смысл расстояния от плоскости $h = \text{const}$ до источника «излучения» воображаемых прямых лучей, соответствующих угловой расходимости реальных лучей в данной плоскости. В зависимости от знака величины $\Psi(h)$ линейный источник лучей может быть расположен ниже (+) или выше (-) плоскости $h = \text{const}$.

Из (11) следует, что для центрированного пучка лучей (14) распределение интенсивности w описывается выражением

$$w(h, \rho) = w \left(h, \rho \frac{G(\tilde{h})}{G(h)} \right) \left[\frac{G(\tilde{h})}{G(h)} \right]^2, \quad (15)$$

т. е. величина wG^2 постоянна вдоль траектории луча (см. (14a)).

* Предполагается также, что уровень отражения мощной радиоволны расположен выше высоты h_1 , дефокусирующая область является неотклоняющей областью распространения радиоволны, $\epsilon_0 \approx 1$, и пренебрегается вкладом отраженной волны в возмущение концентрации электронов.

Таким образом, определение величины $G(h)$ (14) полностью решает задачу о распространении пучка лучей в данной дефокусирующей среде. Уравнение для $G(h)$ следует из (12)–(14) и (5)–(7):

$$\frac{G''}{G} = q \frac{F''}{F} \equiv q\gamma \frac{h_0^2}{F^4(h)}. \quad (16)$$

Данное уравнение второго порядка имеет точное решение (см. Приложение, формулы (П.1)–(П.4)). Если в некоторой плоскости $h=\tilde{h}$ заданы граничные условия для величин G, Ψ (а именно $G(\tilde{h})=\tilde{G}, \Psi(\tilde{h})=\tilde{\Psi}$), то данное решение имеет вид

$$G(h) = F(h) \frac{\tilde{G}}{\tilde{F}} \left[\operatorname{ch}(\mu\alpha) + \frac{S}{\mu\sqrt{\gamma}} \operatorname{sh}(\mu\alpha) \right]; \quad (17)$$

$$\Psi(h) = \frac{1}{F^2(h)} \left[h + \gamma(h - h_0) + h_0 \frac{S + \mu\sqrt{\gamma} \operatorname{th}(\mu\alpha)}{1 + S \operatorname{th}(\mu\alpha)/\mu\sqrt{\gamma}} \right]; \quad (18)$$

$$\mu = \sqrt{q-1} = \left[\frac{f_0(f_0 \pm f_L)}{f(f \pm f_L)} - 1 \right]^{1/2}; \quad (19)$$

$$\alpha(h, \tilde{h}) = \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{\gamma}(h - \tilde{h})h_0}{h\tilde{h} + \gamma(h - h_0)(\tilde{h} - h_0)}; \quad (20)$$

$$\tilde{F} = F(\tilde{h}), \quad S = \frac{\tilde{\Psi}\tilde{F}^2}{h_0} - \left[(1 + \gamma) \frac{\tilde{h}}{h_0} - \gamma \right]. \quad (21)$$

Это решение записано в форме, удобной в случае, когда $f < f_0$ (т. е. при $q > 1$ (13) и действительном значении μ (19)). Однако приведенное решение сохраняет силу и при $f > f_0$. В последнем случае в формулах (17), (18) следует сделать замену ([2], § 19.3)

$$\begin{aligned} \mu &\rightarrow i|\mu|, \quad |\mu| = \sqrt{1-q}, \\ \operatorname{ch}(\mu\alpha) &\rightarrow \cos(|\mu|\alpha), \quad \operatorname{sh}(\mu\alpha) \rightarrow i \sin(|\mu|\alpha). \end{aligned} \quad (22)$$

Кроме выражений для интенсивности и направления лучей пробной волны (14)–(21), представляет интерес и вычисление дополнительного отставания сигнала по фазе, которое обусловлено избыточной концентрацией (8). В приближении геометрической оптики дополнительное отставание по фазе между точками \tilde{h}, h на оси пучка $\rho=0$ имеет при квазипродольном распространении волны вид

$$\Delta\Phi_n(h, \tilde{h}) \approx \frac{1}{2} \int_{\tilde{h}}^h dz \frac{\omega}{c} \frac{4\pi e^2 \Delta N}{m\omega (\omega \pm \omega_L)} \approx -\frac{\sqrt{\gamma}}{2} \theta_0^2 q \frac{h_0 \omega}{c} \alpha(h, \tilde{h}). \quad (23)$$

Выражение для набега фазы при $\rho \neq 0$ дано в Приложении, см. (П.6).

Во всех полученных выражениях начальный горизонтальный уровень $h=\tilde{h}$ предполагается произвольным, чтобы можно было просле-

дить за распространением пробной волны как снизу вверх, так и сверху вниз (т. е. после ее отражения от ионосферы). Уравнение (12) и все последующие выражения справедливы в предположении, что дефокусировка происходит в неотклоняющей области распространения пробной радиоволны. При этом рефракция лучей, обусловленная плавным изменением невозмущенной плотности плазмы в области сильного нелинейного возмущения концентрации (8), не учитывается. Если уровень отражения пробной волны расположен заметно выше верхней границы нелинейной области $h_1 \approx 200$ км, то вне этой области распространение пробных волн можно рассматривать как свободное. При этом отражение реальных лучей от ионосферы происходит как отражение прямых лучей от зеркала, расположенного на «действующей» высоте отражения h_d [10]. В приосевой области пучка «изображение» точки излучения воображаемых прямых лучей также является практически точкой, которая расположена на оси симметрии* на высоте $h' = 2h_d - h_1 + 1/\Psi(h_1)$. Если уровень отражения волны расположен внутри линзы или близок к ней, то полученные формулы, строго говоря, несправедливы. Однако и в этом случае их можно использовать для количественной оценки эффекта дефокусировки. При этом в качестве верхней границы дефокусирующей области можно приблизенно принять истинную высоту отражения пробной волны h_i , дополнительная дефокусировка в отклоняющей области из-за регулярной рефракции эффективно учится распространением воображаемых прямых лучей до действующей высоты h_d . Затем для отраженной волны следует снова использовать формулы (17)–(21). На верхней границе нелинейной области имеем следующие граничные условия, выраженные через величины падающей волны:

$$\tilde{h} = h_r = \min\{h_1, h_u\}, \quad \tilde{\Psi} = -[2(h_d - h_r) + 1/\Psi(h_r)]^{-1},$$

$$\tilde{G} = G(h_r)[1 + 2\Psi(h_r)(h_d - h_r)].$$

Приведем выражение для коэффициента дефокусировки K_N (1), определенное согласно указанной процедуре. Наиболее простой вид это выражение имеет, если положить $h_r = h_d$:

$$K_N = 20 \lg \tilde{K}; \quad (24)$$

$$\tilde{K} = \operatorname{ch} \varphi \left\{ \left[\gamma \left(1 - \frac{h_0}{h_1} \right) + 1 \right] \operatorname{ch} \varphi + \frac{h_0}{h_d} \mu \sqrt{\gamma} \operatorname{sh} \varphi \right\}; \quad (25)$$

$$\varphi = \mu \operatorname{arctg} [\gamma \gamma (1 - h_0/h_d)]. \quad (26)$$

Выражение для \tilde{K} (24) в общем случае приведено в Приложении, см. (П.5). Конкретные расчеты показывают, что для оценки часто можно с достаточной точностью использовать простую формулу (25). Дополнительное уменьшение фазы сигнала в точке приема, обусловленное двукратным прохождением через возмущенную область, согласно (23), при $\rho = 0$ определяется выражением

$$\Delta \Phi_n \approx -q \sqrt{\gamma} \theta_0^2 \frac{h_0 \omega}{c} \operatorname{arctg} \left[\sqrt{\gamma} \left(1 - \frac{h_0}{h_d} \right) \right] \quad (27)$$

(при $\rho \neq 0$, см. Приложение, (П.7), (П.8)).

Рассмотрим наиболее интересный случай сильного возмущения

$$\gamma \gg 1. \quad (28)$$

* Асимметрия, связанная с влиянием магнитного поля, в данной работе не учитывается.

При этом условии ионосферная дефокусирующая линза оказывается локализованной — ее эффективная толщина, т. е. вертикальный размер области, в которой происходит заметный разворот лучей, по порядку величины равна (см. (6))

$$\Delta h \sim h_0 / V\bar{\gamma}. \quad (29)$$

Линза локализована вблизи нижней границы нелинейной области $h_0 \approx 100$ км. В таком случае, по аналогии с классической оптикой, представляется естественным заменить реальную ионосферную линзу воображаемой тонкой линзой с фокусным расстоянием R_Φ , локализованной на высоте $h = h_0$. Соответствующее выражение для \tilde{K} (24) имеет вид

$$\tilde{K} = \left(1 + \frac{h_0}{R_\Phi}\right) \left[\frac{h_0}{R_\Phi} \left(1 - \frac{h_0}{h_d}\right) + 1 \right]. \quad (30)$$

Если, кроме (28), выполнено условие

$$V\bar{\gamma} \left(1 - \frac{h_0}{h_d(f)}\right) \gg 1, |\mu(f)|, \quad (31)$$

то, исходя из (17) — (21), можно показать, что

$$R_\Phi \approx h_0 / V\bar{\gamma} \operatorname{ch}(\mu\pi/2). \quad (32)$$

При достаточно большом значении $V\bar{\gamma}$ выражения (25), (26) и (30), (32) с хорошей точностью согласуются во всем диапазоне частот (31).

По своим свойствам реальная ионосферная линза наиболее близка к тонкой линзе в случае высоких частот пробных волн $f \gg f_0$, когда $q \ll 1$, $\mu \approx i(1 - q/2)$ (см. (13), (19), (22)). При этом фокусное расстояние линзы R_Φ (32) существенно превышает ее эффективную толщину (29):

$$R_\Phi \approx \frac{4h_0}{\pi q V\bar{\gamma}} \equiv \frac{4h_0 f(f \pm f_L)}{\pi V\bar{\gamma} f_0 (f_0 \pm f_L)} \gg \Delta h \quad \text{при } f \gg f_0. \quad (33)$$

В указанном предельном случае формулы (25) и (30) совпадают с точностью до членов первого порядка малости разложения по параметрам $1/V\bar{\gamma}$ и q . Однако с точки зрения эксперимента наибольший интерес представляет случай меньших частот, $f \leq f_0$, когда фокусное расстояние (32) оказывается меньше или порядка толщины линзы (29). Это — случай наиболее сильной дефокусировки пробной волны. Из (32), (19) видно, что при $\mu \geq 1$ фокусное расстояние R_Φ экспоненциально резко сокращается с уменьшением частоты пробной волны f . В этом проявляется одно из существенных отличий от случая тонкой линзы (33), когда эта зависимость гораздо слабее. При $f \leq f_0$ формулы (25), (30) согласуются только в главных членах разложения по параметру $1/V\bar{\gamma}$.

Другое принципиальное отличие реальной ионосферной линзы от тонкой имеет место для всех частот пробных волн. Оно заключается в соотношении между толщиной линзы и ее горизонтальным размером (эффективной апертурой) $D \sim h_0 \theta_0$. Согласно (8), (29) при условии $\Delta N \ll N$, $h_i(f_0) - h_0 \geq h_0$ получаем соотношение, обратное тому, которое имеет место для тонкой линзы:

$$\frac{D}{\Delta h} \sim \theta_0 V\bar{\gamma} \sim \sqrt{\frac{\Delta N}{N} \frac{\omega_p}{\omega_0}} \Big|_{h=h_0} \ll 1.$$

Последнее обстоятельство, а также тот факт, что ионосферная линза не имеет четко очерченного края, существенно усложняет расчет интенсивности таких тонких волновых эффектов, как дифракция Френеля. Ограничимся поэтому простой оценкой общего числа и временных характеристик колебаний амплитуды пробного сигнала в период развития или релаксации искусственной дефокусирующей линзы.

Пусть точка наблюдения расположена вблизи пункта излучения мощной и пробной радиоволн $h=0, \rho=0$. Тогда полное число n_p амплитудных колебаний пробного радиосигнала, возникающих в период установления (релаксации) линзы и связанных с интерференцией основной волны и ее «боковых» лучей, независимо от характера происхождения последних (дифракция Френеля либо боковые отражения), определяется полным изменением фазы $\Delta\Phi_n$ центрального луча, дважды прошедшего через искусственную линзу (27):

$$n_p \approx (0,5 \div 1) \frac{|\Delta\Phi_n|}{2\pi} \approx (0,5 \div 1) \frac{\pi}{2} V \gamma \theta_0^2 \frac{h_0 f_0 (f_0 \pm f_L)}{c (f \pm f_L)}. \quad (34)$$

Считая, что линза развивается и релаксирует примерно по экспонциальному закону с характерным временем τ_N [2], находим зависимость периода осцилляций T от времени t :

$$T(t) \approx \frac{\tau_N}{n_p} \exp\left(\frac{t}{\tau_N}\right). \quad (35)$$

3. Сопоставление результатов эксперимента с теорией. Для расчета коэффициента дефокусировки и других величин по теоретическим формулам, полученным в предыдущем разделе, использовались значения параметров, соответствующие данному эксперименту. По ионограммам определялась зависимость «действующей» высоты отражения h_d от частоты f , после чего рассчитывался профиль электронной концентрации и определялись истинные высоты отражения пробных радиоволн h_n . Коэффициент затухания η в (7) рассчитывался по известным формулам [10] с учетом возмущения температуры электронов в нижних слоях ионосферы при нагреве мощной радиоволной [2] (соответствующее увеличение поглощения оценивалось также независимо, по кроссмодуляционному скачку δA). Размер антennной решетки возмущающего передатчика составлял $l=300 \text{ м}$ (при этом, согласно (3), $\theta_0 \approx 30^\circ/f_0 (\text{МГц})$), так что диаграмма направленности антennы в интервале используемых частот действительно была очень узкой [4]). Для более точного определения параметра γ с помощью (7) проводилась привязка к экспериментально наблюдаемому значению коэффициента дефокусировки K_N для пробной волны, частота f которой была наиболее близка к частоте греющей волны f_0 . Для эксперимента, результаты которого представлены на рис. 2, 3, при эквивалентной мощности $PG=200 \text{ МВт}$ среднее значение $\gamma \approx 3$, соответствующее значение $\eta \sim 0,2$ неплохо согласуется с рассчитанным значением для данной частоты $f \approx f_0$. Заметим, что для частот пробных волн $f \sim f_0$ фокусное расстояние линзы R_F (32) и ее эффективная толщина Δh (29) составили $R_F \sim \Delta h \sim 50 \div 70 \text{ км}$. Относительное увеличение концентрации вблизи нижней границы линзы при этом составляет $\Delta N/N \sim 20\%$, что хорошо согласуется с доплеровскими измерениями. Оценка полного числа осцилляций амплитуды после включения (выключения) нагрева по формуле (34) дает $n_p \sim 5 \div 15$. Эта величина, ее зависимость от частоты и поляризаций волн (34) и временной ход периода осцилляций амплитуды пробных волн (35) также неплохо согласуются с результатами эксперимента (наблюданное характерное время релаксации $\tau_N \sim 15 \div 20 \text{ с}$ соответствует известным данным [2]).

Результаты расчета коэффициента дефокусировки K_N по формулам (24), (П.5) показаны на рис. 3, 4 сплошными кривыми. Видно их хорошее согласие с результатами наблюдений. Таким образом, проведенный анализ позволяет заключить, что основной наблюдаемый эффект значительного по величине ослабления амплитуды пробного радиосигнала при включении мощного передатчика связан с дефокусировкой волны при ее распространении через искусственную ионосферную линзу, которая формируется на высотах 100—200 км вследствие нагрева ионосферы мощной радиоволной.

ПРИЛОЖЕНИЕ

1. После замены переменной

$$\xi(h) = \frac{1}{V\gamma} \left[(1 + \gamma) \frac{h}{h_0} - \gamma \right] \quad (\text{П.1})$$

уравнение (16) преобразуется к виду ([2], § 19.3)

$$(1 + \xi^2)^2 G_{\xi\xi}'' = qG. \quad (\text{П.2})$$

Общее решение уравнения (П.2) дается выражением [11]

$$G = C_1 \operatorname{ch}(\mu \operatorname{arctg} \xi) + C_2 \operatorname{sh}(\mu \operatorname{arctg} \xi). \quad (\text{П.3})$$

Отметим, что величины F (6) и α (20) в переменных ξ (П.1) имеют вид

$$F = h_0 \left[\frac{\gamma}{1 + \gamma} (1 + \xi^2) \right]^{1/2}, \quad \alpha(h, \tilde{h}) = \operatorname{arctg} \xi(h) - \operatorname{arctg} \xi(\tilde{h}). \quad (\text{П.4})$$

2. Выражение для величины \tilde{K} (24) в общем случае дается выражением

$$\begin{aligned} \tilde{K} = & [A \operatorname{ch} \varphi + \sqrt{\gamma} h_0 \mu \operatorname{sh} \varphi] \cdot [B \operatorname{ch} \varphi + (1 - h_0/h_{\Delta}) \times \\ & \times \sqrt{\gamma} h_0 \mu \operatorname{sh} \varphi] [\gamma(h_r - h_0)^2 + h_r^2]^{-1}, \\ A = & \gamma(h_r - h_0) + h_r, \quad B = \gamma(1 - h_0/h_{\Delta})(h_r - h_0) + h_r, \\ \varphi = & \mu \operatorname{arctg} [\sqrt{\gamma}(1 - h_0/h_r)], \quad h_r(f) = \min(h_1, h_u(f)) > h_0. \end{aligned} \quad (\text{П.5})$$

3. В приближении геометрической оптики общее выражение для набега фазы волны внутри возмущенной области имеет вид

$$\Phi(h, \rho) = \Phi(\tilde{h}, 0) + \delta\Phi_{\tilde{h}}^h - \frac{\sqrt{\gamma}}{2} \theta_0^2 q \frac{\omega h_0}{c} \alpha(h, \tilde{h}) + \frac{\omega}{2c} \rho^2 \Psi(h), \quad (\text{П.6})$$

где $\delta\Phi_{\tilde{h}}^h$ — разность фаз центрального луча между точками \tilde{h} , h в отсутствие возмущения диэлектрической проницаемости.

Фаза волны, принимаемой на Земле после отражения от ионосферы, дается выражением ($h_r = h_{\Delta}$)

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{отр}}(0, \rho) = & \Phi_0 + 2\delta\Phi_{0\Delta}^h - \sqrt{\gamma} \theta_0^2 q \frac{\omega h_0}{c} \operatorname{arctg} \left[\sqrt{\gamma} \left(1 - \frac{h_0}{h_s} \right) \right] - \\ & - \frac{\omega}{2c} \frac{\rho^2}{h''}, \end{aligned} \quad (\text{П.7})$$

где Φ_0 — фаза излучаемой волны, а

$$h'' = \left(1 - \frac{\operatorname{tg} \varphi}{\mu V \gamma} - \frac{h_0}{2h_d \tilde{K}} \right)^{-1} h_0 \quad (\text{П.8})$$

— высота точки «излучения» воображаемых прямых лучей, соответствующих угловой расходимости реальных лучей в месте их приема на Земле.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуревич А. В. — Геомагнетизм и аэрономия, 1965, 5, № 1, с. 70, 1972, 12, № 1, с. 24.
2. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. — М.: Наука, 1973
3. Бойко Г. Н., Васьков В. В., Голян С. Ф., Гуревич А. В., Димант Я. С., Зюзин В. А., Ким В. Ю., Комраков Г. П., Лобачевский Л. А., Мигулин В. В., Митяков Н. А., Панченко В. А., Полиматиди В. П., Рыжов В. А. — Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, № 11, с. 346.
4. Митяков Н. А. В кн.: Эффекты искусственного воздействия мощным радиоизлучением на ионосферу Земли. — М.: ИЗМИРАН, 1983, с. 30
5. Васьков В. В., Голян С. Ф., Гуревич А. В., Димант Я. С., Зюзин В. А., Ким В. Ю., Комраков Г. П., Леонов А. М., Лобачевский Л. А., Мигулин В. В., Митяков Н. А., Панченко В. А., Полиматиди В. П., Шоя Л. Д. Препринт ИЗМИРАН № 5(479). — М., 1984.
6. Utlaut W. E. — Proc. IEEE, 1975, 63, № 7, р. 1022.
7. Ерухимов Л. М., Метелев С. А., Митякова Э. Е., Мясников Е. Н., Рахлин А. В., Урядов В. П., Фролов В. Л. В кн.: Тепловые нелинейные явления в плазме. — Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с. 7.
8. Васьков В. В., Гуревич А. В. В кн.: Тепловые нелинейные явления в плазме. — Горький, ИПФ АН СССР, с. 81.
9. Ландсберг Г. С. Оптика. — М.: Наука, 1976.
10. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. — М.: Наука, 1967.
11. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. — М.: Наука, 1965, с. 513.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
11 октября 1984 г.

INVESTIGATION OF DEFOCUSING OF RADIO WAVES IN THE IONOSPHERE UNDER THE ACTION OF A POWERFUL RADIATION

G. N. Bojko, V. V. Vas'kov, S. F. Golyan, A. V. Gurevich, Ya. S. Dimant,
V. A. Zyuzin, V. Yu. Kim, G. P. Komrakov, L. A. Lobachevskij, V. V. Migulin,
N. A. Mityakov, V. A. Panchenko, V. P. Polimatiidi, V. A. Ryzhov, L. D. Shoya

A strong attenuation of probe radio waves has been observed when the waves propagate through the ionosphere disturbed by an intense radio wave. The effect observed is shown to be due to the defocusing of the probe waves propagating through an artificial ionospheric lens which is produced by the intense wave at altitudes of 100–200 km.