

УДК 621.371.25

## КРОСС-МОДУЛЯЦИЯ ИМПУЛЬСНЫХ РАДИОВОЛН В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ ПРИ БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ ВОЗМУЩАЮЩЕГО ИМПУЛЬСА

*И. С. Шлюгер, В. В. Васьков, В. С. Князюк, Г. М. Милих*

Рассчитаны коэффициенты амплитудной и фазовой модуляции слабой (пробной) волны в поле сильной возмущающей волны. Указаны пределы применимости линейного приближения. Рассмотрено влияние фономенологических параметров на величину эффекта.

Кросс-модуляция импульсных радиоволн является одним из основных методов диагностики нижней ионосферы [1, 2]. Глубина модуляции пробной волны при заданной эффективной мощности возмущающего передатчика  $P_{эфф}$  определяется параметрами ионосферы  $N_0, \nu_0$  ( $N_0$  — концентрация электронов, а  $\nu_0$  — невозмущенная частота столкновений электронов с нейтральными частицами).

Недостатком метода является малая величина эффекта. Так, в случае малых значений  $P_{эфф}$  ( $P_{эфф} \ll 1$  МВт), когда коэффициенты амплитудной и фазовой модуляции  $\mu_a, \mu_\phi$  (см. (1)) возрастают прямо пропорционально  $P_{эфф}$ , их величина не превышает десятых долей процента [2, 3]. Поэтому особый интерес приобретает случай больших мощностей. Однако с увеличением мощности  $P_{эфф}$  становятся существенными нелинейные эффекты, связанные со значительным ростом температуры  $T$  и частоты столкновений электронов  $\nu = \nu(T)$ . В случае малых мощностей выражения для коэффициентов  $\mu_{a, \phi} \sim P_{эфф}$  были получены в [1-3]. В настоящей работе рассматривается зависимость коэффициентов кросс-модуляции от мощности в области  $P_{эфф} > 1$  МВт, в которой линейное приближение несправедливо. Кроме того, нами будет показано (см. рис. 3 и 4), что фазовая модуляция пробной волны существенным образом определяется кинетическими эффектами, т. е. зависимостью частоты столкновений от скорости электронов  $v$ . Отметим, что в отличие от работ Виленского и Израилевой [4, 5], в которых предприняты попытки точного расчета температуры  $T$ , в данной работе используются простые аналитические выражения (16) — (18), описывающие процесс нарастания и релаксации электронной температуры и обладающие верной асимптотикой в пределе больших ( $t > \tau$ ) и малых ( $t < \tau$ ) времен  $t$ . Здесь  $\tau \sim 1/\delta\nu$  — характерное время установления (релаксации) температуры  $T$ , определяемое частотой столкновений  $\nu$  и относительной долей энергии  $\delta = 2 \cdot 10^{-3}$  [6], теряемой электроном при одном соударении с тяжелой частицей.

### 1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Схема эксперимента по вертикальному зондированию изображена на рис. 1, где по горизонтальной оси отложено время  $t$ , отсчитываемое от переднего фронта возмущающего импульса, а по вертикальной оси —

расстояние от поверхности Земли  $h$ . Коэффициенты амплитудной и фазовой кросс-модуляции определяются согласно формулам

$$\mu_a = \frac{E_{02} - E_2}{E_{02}}, \quad \mu_a (\%) = 100 \mu_a, \quad \omega_\phi = \varphi_{02} - \varphi_2, \quad (1)$$

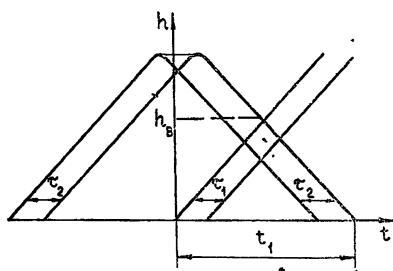


Рис. 1.

где  $E_2$ ,  $\varphi_2$  — амплитуда и фаза пробной волны, прошедшей через возмущенную область. Индексом нуль здесь и ниже помечены невозмущенные значения соответствующих переменных. Подставляя в (1) амплитуду и фазу пробной волны, выраженные через показатель поглощения и преломления  $\kappa_2$ ,  $n_2$ , получим

$$\mu_a(t) = \int_0^{h_B(t) - \tau_1 c/2} \frac{\omega_2}{c} \Delta \kappa_2(h, t_p) dh + \int_{h_B(t) - \tau_1 c/2}^{h_B(t)} \frac{\omega_2}{c} \Delta \nu_2(h, t_n) dh; \quad (2)$$

$$\mu_\phi(t) = \int_0^{h_B(t) - \tau_1 c/2} \frac{\omega_2}{c} \Delta n_2(h, t_p) dh + \int_{h_B(t) - \tau_1 c/2}^{h_B(t)} \frac{\omega_2}{c} \Delta n_2(h, t_n) dh, \quad (3)$$

где

$$\Delta \kappa_2 = \kappa_2 - \kappa_{02}, \quad \Delta n_2 = n_{02} - n_2$$

и введены обозначения:  $h_B(t) = tc/2$  — высота встречи с возмущающим импульсом пробного радиосигнала, возвратившегося на Землю в момент времени  $t$ ,  $t_n = t - 2h/c$  — время нагрева плазмы на высоте  $h$  в момент прохождения пробного сигнала,  $t_p = t - 2h/c - \tau_1$  — время релаксации плазмы после прохождения возмущающего импульса длительности  $\tau_1$ . При получении этих соотношений учтено, что область взаимодействия импульсов  $h < h_B = t_1 c/2$  (см. рис. 1) расположена ниже точки отражения как возмущающей, так и пробной волны. При этом групповая скорость радиосигналов в области взаимодействия близка к скорости света  $c$ , а комплексный показатель преломления  $(n + i\kappa)$  мало отличается от единицы. Величина коэффициентов кросс-модуляции  $\mu_{a, \phi}$  определяется путем усреднения мгновенных значений (2) по длительности пробного импульса  $\tau_2$  (см. рис. 1):

$$\mu_{a, \phi} = \frac{1}{\tau_2} \int_{t_1 - \tau_2}^{t_1} \mu_{a, \phi}(t) dt. \quad (4)$$

Примем далее во внимание, что при вертикальном зондировании на средних широтах для частот возмущающей и пробной волны  $\omega_{1,2} \gg \omega_n$  выполняются условия квазипродольного распространения зондирующих импульсов  $\omega_n \omega_{1,2} \sin^2 \theta \ll 2 \cos \theta |\omega_{1,2}^2 - \omega_0^2 - i\nu\omega_{1,2}|$ , где  $\theta$  — угол, образованный магнитным полем Земли  $H$  с вертикалью,  $\omega_n = eH/mc$  — циклотронная частота электронов,  $\omega_0 = \sqrt{4\pi e^2 N_0/m}$  — плазменная частота. В рассматриваемых условиях показатель поглощения  $\kappa$  и приращение показателя преломления  $\Delta n$  в (3) имеют вид

$$x = \frac{1}{2} \frac{\omega_0^2 \nu}{\omega [(\omega \pm \omega_n \cos \theta)^2 + (A\nu)^2]}; \quad (5)$$

$$\Delta n = n_0 - n = -\frac{1}{2} \frac{B_1 \omega_0^2 (\omega \pm \omega_n \cos \theta)}{\omega} \{[(\omega \pm \omega_n \cos \theta)^2 + (B_2 \nu)^2]^{-1} - [(\omega \pm \omega_n \cos \theta)^2 + (B_2 \nu)^2]^{-1}\}, \quad (6)$$

где знаки  $(\pm)$  зависят от поляризации волны (обыкновенная или необыкновенная компоненты). Выражения (5) и (6) при  $A = B_1 = B_2 = 1$  соответствуют «элементарной» теории, в которой частота столкновений  $\nu$  считается постоянной [7]. Введение коэффициентов  $A, B_1, B_2$  позволяет учесть зависимость  $\nu$  от скорости электронов  $v$ . Коэффициенты  $A, B_1, B_2$  определяются из условия, чтобы величины  $x, \Delta n$  из (5) и (6) совпадали со своим значением в кинетической теории в пределе больших и малых  $\nu$  по сравнению с частотой  $|\omega \pm \omega_n|$  [6].

Использование коэффициентов  $K_s, K_e$ , вместо введенных в [6] коэффициентов  $A, B_1, B_2$ , удобно при проведении численных расчетов, так как оно эквивалентно простой перенормировке параметров  $\nu, \omega_0^2$  в формулах элементарной теории и, таким образом, не меняет вида выражений для  $x, \Delta n$ .

Заметим, что кинетические поправки оказывают малое влияние на амплитудную модуляцию пробной волны.

Полагая, что в кинетической теории частота столкновения электронов является степенной функцией скорости  $v$ ,

$$\nu(v) = c_1 v^{2\alpha}, \quad c_1 = \text{const},$$

и пользуясь максвелловской функцией распределения электронов по скоростям\*, нетрудно получить

$$A^2 = \cos \pi\alpha \left/ \left( 1 - \frac{4\alpha^2}{9} \right) \right. (1 - 4\alpha^2), \quad (7)$$

$$B_1^2 = \left( 1 - \frac{16}{9} \alpha^2 \right) (1 - 16\alpha^2) / \cos 2\pi\alpha;$$

$$B_2^2 = \frac{9}{16} \pi \Gamma \left( \frac{5}{2} + 2\alpha \right) / \Gamma \left( \frac{5}{2} - 2\alpha \right) \Gamma^2 \left( \frac{5}{2} + \alpha \right), \quad (8)$$

$$\nu = c_2 \left( \frac{2T}{m} \right)^\alpha, \quad c_2 = \text{const}.$$

Здесь  $\Gamma(x)$  — гамма-функция Эйлера. В условиях ионосферы  $\alpha = \frac{5}{6}$  [6].

При этом выражения (7) дают:

$$A = 0,84, \quad B_1 = 2,18, \quad B_2 = 0,76. \quad (9)$$

Выражения (5) — (8) определяют величину показателей преломления и поглощения пробной волны  $n_2, x_2$ , входящих в уравнения для коэффициентов кросс-модуляции (2) и (3). Зависимость  $n_2, x_2$  от времени  $t$  возникает в результате того, что частота столкновений  $\nu$  является функцией температуры  $T$  (см. (8)):

$$\nu(T) = \nu_0 x, \quad x = (T/T_0)^z, \quad \nu_0 = \nu(T_0), \quad (10)$$

где  $T_0$  — невозмущенная температура электронов. Изменение температуры  $T$ , в свою очередь, находится из полной системы уравнений, опи-

\* Это допущение становится точным в случае  $\nu \ll |\omega \pm \omega_n|$ ,  $\delta = \text{const}$ .

сывающих взаимодействие ионосферной плазмы с полем возмущающей волны  $E_1$  [6, 7] с учетом сферической расходимости лучей:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{3}{2} N_0 T \right) &= Q - \nu \delta \frac{3}{2} N_0 (T_a - T_0); \\ \left( \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial h} \right) |E_1 h|^2 &= -2 \frac{\omega_1}{c} \kappa_1 |E_1 h|^2, \end{aligned} \quad (11)$$

где  $\kappa_1$  — показатель поглощения возмущающей волны с частотой  $\omega_1$  (см. (5)),  $Q$  — плотность энергии, выделяющейся в единицу времени в электронной компоненте плазмы в результате взаимодействия с возмущающей волной. В рассматриваемых условиях квазипродольного распространения на высотах ниже точки отражения возмущающей волны величина  $Q$  равна  $Q = 2 \frac{\omega_1}{c} \kappa_1 \frac{c}{8\pi} |E_1|^2 = \frac{\omega_1 \kappa_1}{4\pi} |E_1|^2$ .

## 2. РАСЧЕТ НАРАСТАНИЯ И РЕЛАКСАЦИИ ТЕМПЕРАТУРЫ

Получим приближенное решение уравнений (11), обладающее правильной асимптотикой в пределе больших и малых времен  $t$ . Из (11) следует, что характерное время установления электронной температуры  $\tau \sim 1/\nu \delta$  определяется локальными свойствами среды. Самовоздействие возмущающей волны, т. е. изменение ее интенсивности в результате нагрева, является интегральным эффектом и определяется более низкими слоями ионосферы. В условиях нижней ионосферы параметр  $\tau \sim 1/\nu_0$  экспоненциально увеличивается с высотой. При этом электрическое поле волны в данной точке пространства устанавливается значительно быстрее, чем температура. В рассматриваемых условиях асимптотическое решение (11) при больших временах  $t$  имеет вид

$$\begin{aligned} x(t_n) &= (T/T_0)^\alpha = x_k - \text{const} \exp(-t_n/\tau_n) \\ (t_n/\tau_n > 1, \tau_n &= 1/\nu_0 \delta \beta), \end{aligned} \quad (12)$$

где параметр  $\beta$ ,

$$\begin{aligned} \beta &= x_k \left[ 1 + 2\alpha \frac{(A\nu_0 x_k)^2 (1 - x_k^{-1/\alpha})}{(\omega_1 \pm \omega_n \cos \theta)^2 + (A\nu_0 x_k)^2} \right] \\ (x_k &= (T_k/T_0)^\alpha), \end{aligned} \quad (12a)$$

определяется через установившееся в течение длительного времени значение температуры  $T_k$ . Дифференциальное уравнение для  $x_k = (T_k/T_0)^\alpha$  следует из (11) в стационарном пределе  $\frac{\partial}{\partial t} = 0$ . В начале процесса нагревания решение уравнений (11)

$$\begin{aligned} x(t_n) &= 1 + \frac{|E_{n1}|^2}{E_p^2} \alpha \delta \nu_0 t_n, \quad t_n < 1/\nu_0 \delta, \\ E_p^2 &= 3mT_0 [(\omega_1 \pm \omega_n \cos \theta)^2 + (\nu_0 A)^2] / e^2 \end{aligned} \quad (13)$$

выражается через интенсивность возмущающей волны  $|E_{n1}|^2$  на переднем фронте, распространяющемся в невозмущенной ионосфере. При этом на высоте  $h_0$ , соответствующей нижней границе ионосферы, интенсивность  $|E_{n1}|^2 \equiv |E_1|^2$  определяется эффективной мощностью возмущающего передатчика  $P_{\text{эфф}}$ :

$$|E_1(h_0)|^2 = \frac{4P_{эфф}}{ch_0^2}.$$

Из (11) и (13) следует, что существенное изменение электронной температуры происходит в случае, когда величина  $|E_1|^2$  превышает интенсивность характерного плазменного поля  $E_p^2$  [6,7]. Степень добавочного поглощения возмущающей волны в результате самовоздействия характеризуется отношением интенсивности  $|E_{к1}|^2$ , установившейся в результате длительного нагрева, к интенсивности  $|E_{н1}|^2$  на переднем фронте волны:

$$\gamma^2 = |E_{к1}|^2 / |E_{н1}|^2. \quad (14)$$

При этом наложенное ранее условие медленного изменения температуры в использованных обозначениях принимает вид

$$\frac{d \ln \gamma^2}{d \ln \tau_n} \ll 1. \quad (15)$$

Асимптотическим выражением (12) и (13) удовлетворяет дробно-линейная функция

$$x(t_n) = \frac{x_k - l_n \exp(-t_n/\tau_n)}{1 + q_n \exp(-t_n/\tau_n)}, \quad (16)$$

которая и была принята нами за основу при расчете кросс-модуляции. Здесь использованы обозначения:

$$l_n = x_k - (x_k - 1)/\Phi, \quad q_n = -1 + (x_k - 1)/\Phi, \quad \Phi = \frac{|E_{н1}|^2}{E_p^2} \frac{\alpha}{\beta}. \quad (17)$$

Нетрудно убедиться, что процесс релаксации электронной температуры описывается аналогичным (16) выражением, для получения которого достаточно положить в (16)  $x_k = \beta = 1$  и произвести замену параметров с индексом «н» (нагрев) на соответствующие параметры с индексом «р» (релаксация):

$$\tau_p = 1/\nu_0 \delta, \quad l_p = 1 - \frac{x_{\max} - 1}{\alpha x_{\max} (1 - x_{\max}^{-1/\alpha})}, \quad (18)$$

$$q_p = -1 + \frac{x_{\max} - 1}{\alpha x_{\max}^2 (1 - x_{\max}^{-1/\alpha})}.$$

Входящее сюда значение  $x_{\max} = x(t_n = \tau_1)$  соответствует максимальной температуре электронов на заднем фронте возмущающей волны. Укажем, что полученные аппроксимационные выражения (16)–(18) становятся точными при  $\alpha = 1, 1/2$  в случае релаксации; при  $\alpha = 1, 1/2$  и добавочных условиях  $|E_1|^2 = \text{const}$ ,  $\nu \ll |\omega_1 \pm \omega_n|$  — в случае нагрева, а также в пределе слабого поля  $E_1^2 \ll E_p^2$  (см. (13)).

Таким образом, выражения (2)–(10), (16)–(18) дают возможность определить параметры ионосферы  $\nu_0$ ,  $N_0$  по измеренным значениям коэффициентов кросс-модуляции в случае возмущающего импульса большой мощности. При этом использование аналитической зависимости (16)–(18) параметра  $x = \nu/\nu_0$  от времени  $t$  обеспечивает необходимую простоту обработки данных и, в частности, позволяет произвести аналитическое усреднение коэффициентов кросс-модуляции по длительности пробного импульса (см. (4)). Для иллюстрации возможностей описанного метода ниже приведены результаты расчета коэффициентов  $\mu_{a,\phi}$  по заданному  $\nu_0$ ,  $N_0$  —  $h$  профилю нижней ионосферы.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Значения коэффициентов кросс-модуляции  $\mu_a$ ,  $\mu_\phi$ , полученные по описанной выше программе, представлены на рис. 2 и 3. При расчете использовалась модель ионосферы, обсуждаемая в работе [8] (средние широты, светлое время суток), и следующие параметры: частота и длительность пробного импульса  $f_2 = 2 \text{ МГц}$ ,  $\tau_2 = 10^{-4} \text{ с}$ , частота возмущающей волны  $f_1 = 1,35 \text{ МГц}$ . Обе волны — обыкновенные. Длительность возмущающего импульса менялась от  $\tau_1 = 10^{-4} \text{ с}$  до  $\tau_1 = 5 \cdot 10^{-5} \text{ с}$ . Циклотронная частота электронов  $\omega_H = 8,48 \text{ МГц}$ . Угол  $\theta$  между магнитным полем Земли и вертикалью —  $21^\circ$ . Температура невозмущенной ионосферы считалась постоянной и равной  $T_0 = 250 \text{ К}$ .

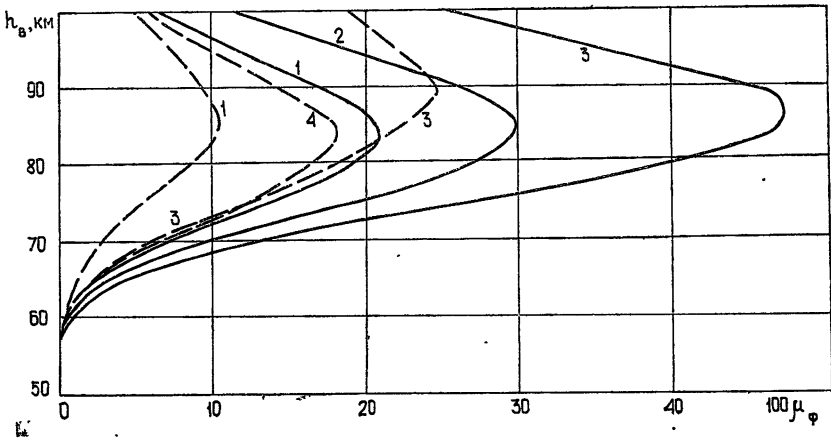


Рис. 2. Коэффициент фазовой модуляции  $\mu_\phi$

Феноменологические параметры  $\alpha$ ,  $\delta$  были выбраны равными:  $\alpha = 5/6$ ,  $\delta = 2 \cdot 10^{-3}$ . Заметим, что вариации  $\delta$  порядка 20% оказываются несущественными, так как коэффициенты кросс-модуляции при этом меняются не более чем на 10%. Однако расчет чувствителен к вариациям параметра  $\alpha$  (см. (10)). Так, уменьшение  $\alpha$  от  $5/6$  до величины  $\alpha = 1/2$ , соответствующей столкновению упругих шариков, увеличивает кросс-модуляцию в 1,5 — 2 раза.

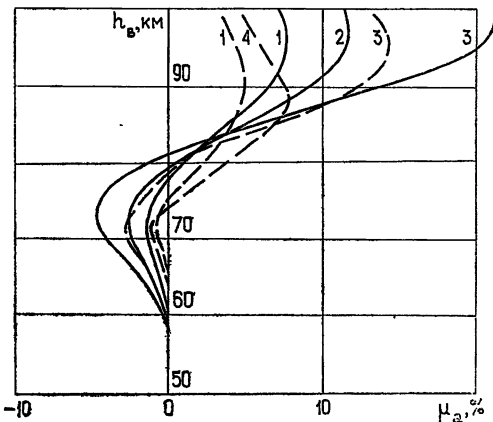


Рис. 3. Коэффициент амплитудной модуляции  $\mu_a$ , %.

Вычисление коэффициента амплитудной модуляции  $\mu_a$  производилось с учетом кинетических эффектов, т. е. при значении параметра  $A = 0,84$  (см. (5), (9)). Отметим, что в элементарной теории ( $A = 1$ ) величина  $\mu_a$  уменьшается приблизительно на 15%.

Коэффициенты фазовой модуляции находились как в рамках элементарной теории (пунктирные линии на рис. 2;  $\tau_1 = 10^{-4}$ ), так и при учете кинетических эффектов (сплошные линии на рис. 2). Использо-

вание в (6) коэффициентов  $B_1 = 2,18$  и  $B_2 = 0,76$ , учитывающих кинетические эффекты, является существенным на больших и малых высотах, где  $v_0 \ll |\omega_2 + \omega_H|$  либо  $v_0 \gg |\omega_2 + \omega_H|^*$ . Из рис. 2 следует, что учет кинетических эффектов увеличивает фазовую модуляцию почти вдвое.

Кривые 1, 2, 3 на рис. 2 и 3 (сплошная линия на рис. 3 —  $\tau_1 = 10^{-4}$  с, пунктирная —  $\tau_1 = 5 \cdot 10^{-5}$  с) соответствуют эффективной мощности возмущающего передатчика  $P_{эфф} = 50, 100, 300$  МВт. По вертикальной оси на рис. 2 и 3 отложена высота встречи  $h_B = ct_1/2$  пробного импульса с возмущающим (см. рис. 1). Кривые под номером 4 на рис. 2 и 3 изображают увеличенные в 20 раз коэффициенты  $\mu_{a, ф}$ , рассчитанные для  $P_{эфф} = 2,5$  МВт. Видно, что с увеличением эффективной мощности коэффициенты кросс-модуляции также увеличиваются. Однако в случае больших  $P_{эфф}$  их рост существенно замедляется. Для иллюстрации степени роста амплитудной модуляции на рис. 4 показана зависимость коэффициента амплитудной модуляции —  $\mu_a$  от мощности  $P_{эфф}$  для высот  $h_B = 95$  км при  $\tau_1 = 10^{-4}$  с (кривая 1) и  $h_B = 90$  км при  $\tau_1 = 5 \cdot 10^{-5}$  с (кривая 2). Эти высоты встречи соответствуют области максимальных значений  $\mu_a$ . Пунктиром на этом же рисунке изображена интерполяция линейной теории в область больших мощностей. Из приведенных рисунков следует, что в случае достаточно больших мощностей  $P_{эфф} \geq 20$  МВт, кросс-модуляция радиоволн оказывается существенно нелинейной.

Нелинейная зависимость коэффициентов кросс-модуляции от  $P_{эфф}$  связана со значительным нагревом электронов плазмы. Высотный ход параметра  $x_k = v(T_k)/v_0 = (T_k/T_0)^x$  и коэффициента самовоздействия  $\gamma^2 = |E_{k1}|^2/|E_{H1}|^2$ , определяемого формулой (14), представлен на рис. 5 и 6 для использованных ранее значений  $P_{эфф} = 50, 100, 300$  МВт (здесь, как и ранее,  $T_k$  — температура электронов, установившаяся под действием возмущающей волны большой длительности). Следует иметь в виду, что при конечной длительности возмущающего импульса  $\tau_1$  степень нагрева плазмы зависит также от времени установления температуры  $\tau_n = 1/v_0 \delta \beta$ , где параметр  $\beta \sim 1$  определен формулой (12 а).

Отношение  $\tau_n/\tau_1$  при  $\tau_1 = 10^{-4}$  с изображено на рис. 7 (1 —  $P_{эфф} = 50$  МВт, 2 —  $P_{эфф} = 100$  МВт, 3 —  $P_{эфф} = 300$  МВт). Видно, что параметр  $x = (T/T_0)^x$  успевает достигнуть своего стационарного значения  $x_k$  на высотах  $h \leq 80$  км. С уменьшением длительности  $\tau_1$  от  $10^{-4}$  до  $5 \cdot 10^{-5}$  с нагрев электронов и пропорциональные ему коэффициенты кросс-модуляции также уменьшаются (см. рис. 3). С помощью рис. 6 и 7 нетрудно убедиться, что наложенное ранее условие медленного изменения параметра  $\gamma^2$  по сравнению с  $\tau_n$  (см. (15)) в нижней ионосфере хорошо выполняется.

Таким образом, приведенный расчет показывает, что выбор низкой частоты возмущающего передатчика  $f_1 = 135$  МГц при эффективной мощности  $P_{эфф} = 50 - 100$  МВт обеспечивает достаточно большую (по сравнению с [2, 3]) модуляцию амплитуды и фазы пробного импульса

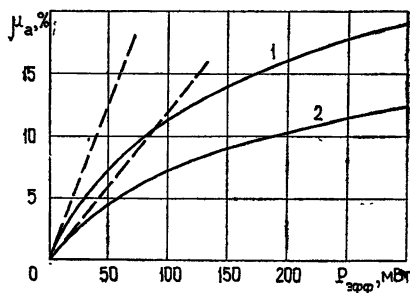


Рис. 4.

\* Отметим, что в промежуточной области  $v_0 \sim |\omega_2 + \omega_H|$  зависимость частоты столкновений от скорости электронов следует учитывать более строго.

в случае возмущающей волны обыкновенной поляризации. Возникающие при этом трудности, связанные с необходимостью учитывать нелинейные явления при обработке экспериментальных данных, компенсируются большой величиной измеряемого эффекта ( $\mu_a \sim 5-10\%$ ). Заметим также, что низкая частота  $\omega_1 = 2\pi f_1 \sim \omega_H$  оказывается особенно удобной в темное время суток, так как позволяет эффективно прогреть нижние слои ионосферы путем использования необыкновенной возмущающей волны.

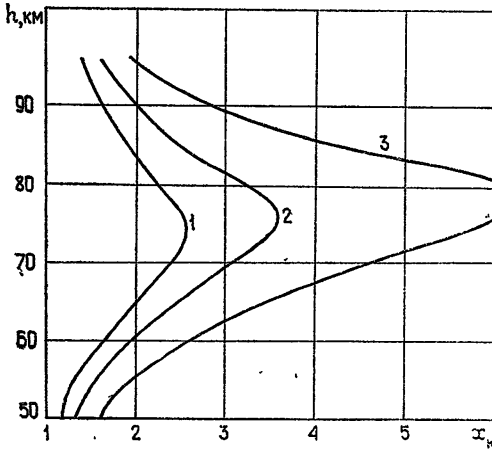


Рис. 5.

Рис. 5. Значения параметра  $x_k = (T_k/T_0)^{\alpha}$ .

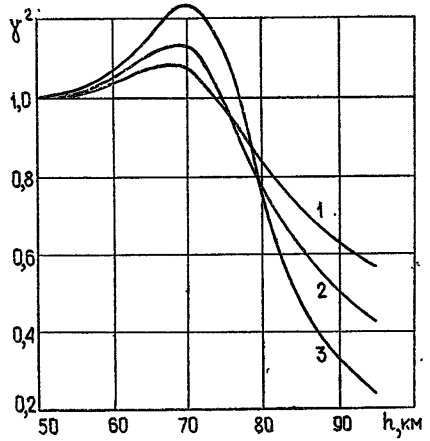
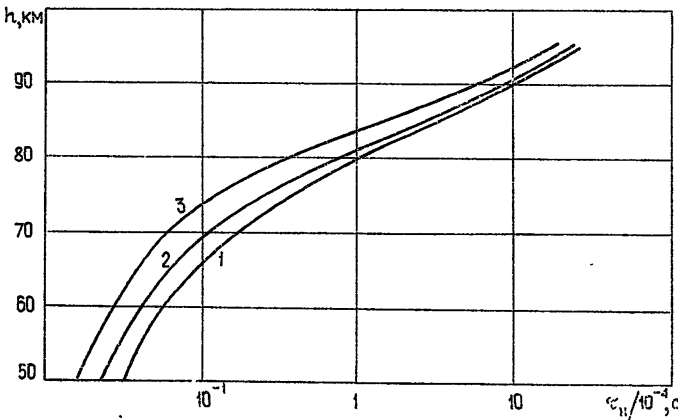


Рис. 6.

Рис. 6. Значения коэффициента самовоздействия  $\gamma^2$ .

Рис. 7. Время установления температуры  $\tau_n$ .

Авторы благодарны А. В. Гуревичу за полезное обсуждение работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. J. A. Fejer, J. *Atm. Terr. Phys.*, **7**, 322 (1955).
2. A. J. Ferraro, H. S. Lee, S. Weisbrod, J. *Geophys. Res.*, **62**, 1169 (1963).
3. R. A. Smith, Proc. Conference on the Physics of the Lower Ionosphere, Ottawa, 1966.
4. И. М. Виленский, Н. И. Израйлева, *Геомагн. и аэрономия*, **10**, 46, 740 (1970).



5. И. М. Виленский, Н. И. Израйлева, Доклад на Всесоюзной конференции по физике ионосферы, Ереван, 1973.
6. А. В. Гуревич, А. Б. Шварцбург, Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере, изд. Наука, М., 1972
7. В. Л. Гинзбург, А. В. Гуревич, УФН, 70, 201, 393 (1960)
8. Т. В. Гайворонская, Т. В. Соболева и др, Препринт ИЗМИРАН, № 9, М., 1973.

Государственный научно-исследовательский институт радио

Поступила в редакцию  
24 января 1974 г.

## CROSS-MODULATION OF IMPULSE RADIO WAVES IN THE LOWER IONOSPHERE FOR LARGE POWER OF A PERTURBING PULSE

*I. S. Shluger, V. V. Vas'kov, V. S. Knyazyuk, G. M. Milikh*

The coefficients of amplitude and phase modulation of a weak (test) wave in the field of a strong perturbing wave are calculated. The applicability limits of the linear approximation are given. The influence of phenomenological parameters on the effect magnitude has been considered.

---