

УДК 621.371.25

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНЫХ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ НЕУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЯХ С МОЛЕКУЛАМИ В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ

З. Н. Кротова, В. А. Рыжов

Приведены результаты исследования амплитудных и фазовых характеристик мощных радиоимпульсов на частоте 1,35 МГц, отраженных от нижних слоев ионосферы. Получена зависимость от температуры электронов эффективной доли энергии, теряемой электронами в столкновениях с молекулами.

Ионосферные измерения эффективных потерь энергии электронов при столкновениях с тяжелыми частицами впервые были выполнены в начале 60-х годов [1,2]. Однако неопределенность полученной на основе этих измерений величины  $\delta_{эфф}$  (относительной доли энергии, теряемой электроном при одном столкновении) была значительной. Она связана, в частности, с наличием резкой зависимости  $\delta_{эфф}$  от эффективной температуры электронов в интервале 200—400 К и с различием параметров передающих установок в указанных экспериментах [1,2]. Поле излучения современного мощного передатчика существенно превышает характерное плазменное поле, и при наличии оперативного контроля ионосферных возмущений, которые возникают в поле мощной волны, можно исследовать зависимость  $\delta_{эфф}$  от температуры электронов в широких пределах ее изменений. Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию этой зависимости в  $D$ -области ионосферы.

### 1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Исследование нагревных явлений в ионосфере было основано на наземных измерениях различных характеристик самовоздействия мощных радиоимпульсов, отраженных от нижних плазменных слоев на высотах  $\sim 100$  км. В частности, исследовалась структура относительных изменений амплитуды и фазы высокочастотного заполнения отраженного импульса на частоте  $f = 1,35$  МГц. Параметры приемо-передающей установки приведены в [3-7]. Мощный радиоимпульс «обыкновенной» поляризации распространяется нормально к ионосферному слою. Длительность импульса с фронтами составляла 600 мкс. Полоса приемного устройства  $\Delta f = 100$  кГц (приемная и передающая установки находятся в одном пункте). Измерения фазы в импульсе проводились с погрешностью 0,1 радиан. Коэффициент усиления передающей антенны  $G \simeq 100$ . Мощность передатчика плавно изменялась от  $-20$  до  $0$  дБ. В действительности, измерения амплитуды и фазы проводились, начиная с мощности передатчика  $P = -13$  дБ, так как при мощности  $P \simeq -20$  дБ изменения фазы в импульсе обычно не превышают точность измерений. При максимальной мощности  $P = 0$  дБ поле волны достигает на нижней границе  $D$ -слоя величины порядка  $10 E_{p0}$  ( $E_{p0}$  — плазменное поле).

На рис. 1 показаны основные формы изменений амплитуды и фазы в отраженном импульсе. Эксперимент обнаруживает две формы зависимости амплитуды в импульсе: с одним или двумя максимумами амплитуды.

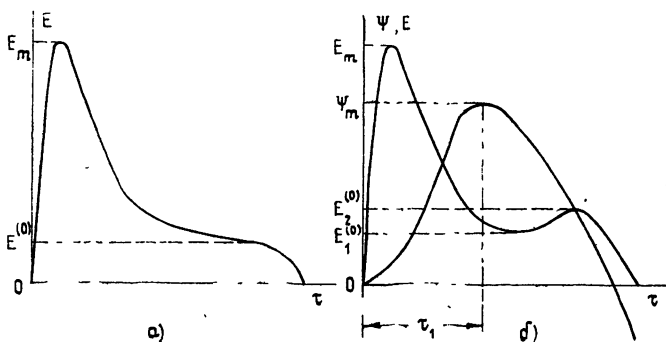


Рис. 1.

литуды. Превышение величины сигнала во втором максимуме (вблизи заднего фронта) над величиной амплитуды в промежуточном минимуме  $E_2^{(0)}/E_1^{(0)} \approx 1,1 \div 1,2$  (рис. 1б). Форма импульса, которая показана на рис. 1б, наиболее характерна для дневных сеансов наблюдений отраженных сигналов с действующей высотой

$z_d \approx 95 \div 100$  км. Радиоимпульсы, форма которых показана на рис. 1а, имеют, как правило, большую действующую высоту отражений. Для анализа эффекта самовоздействия радиоимпульсов использовались экспериментальные параметры  $q_m = \ln(E_m/E_1^{(0)})$  (или  $q_m = \ln(E_m/E^{(0)})$ ) и  $\psi_m$ , где  $\psi_m$  — величина максимума фазы внутри радиоимпульса, а  $q_m$  характеризует нелинейное поглощение волны. На рис. 2 представлены средние по времени зависимости  $\psi_m$  (кривая 1) и  $q_m$  (кривая 2) от мощности передатчика, типичные для дневных условий ионосферы.

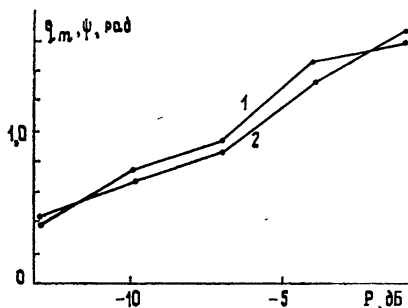


Рис. 2.

вая 1) и  $q_m$  (кривая 2) от мощности передатчика, типичные для дневных условий ионосферы.

## 2. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Как показывают расчеты, характерные масштабы времени изменений температуры электронов (время установления или релаксации) резко увеличиваются с высотой, и в общем случае необходимо исследовать нестационарные возмущения температуры электронов, обусловленные нагревом плазмы мощными короткими радиоимпульсами. Возмущения температуры электронов и электрического поля одиночного радиоимпульса описываются уравнениями

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} + V \left[ \frac{\partial u_1}{\partial z} + \frac{u_1}{2n} \frac{dn}{dz} + \frac{u_1}{z} + \frac{\omega}{c} \kappa(\theta, z) u_1 \right] = 0; \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_2}{\partial t} - V \left[ \frac{\partial u_2}{\partial z} + \frac{u_2}{2n} \frac{dn}{dz} - \frac{u_2}{2z_0 - z} - \frac{\omega}{c} \kappa(\theta, z) u_2 \right] = 0; \quad (2)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \delta_0 \gamma_0 \theta^2 (\theta - \theta_1) [\theta^2 + a \theta^2 + b \theta^2] = \frac{\delta_0 \gamma_0 \theta^2 (u_1^2 + u_2^2)}{(1 + \sqrt{1 - \cos \alpha})^2 + s^2}, \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} u_1 &= E_1/E_{p0}, \quad u_2 = E_2/E_{p0}, \quad E_{p0}^2 = (3mT_0\delta_0/e^2)\omega^2, \\ V &= cn, \quad \omega = 2\pi f, \quad \theta = T_e/T_0, \quad \theta_1 = T(z)/T_0, \quad S = v_{эфф}/\omega, \\ v_{эфф} &= v_0\theta^{\alpha_1}, \quad u = \omega_H^2/\omega^2, \quad T_0 = 200\text{K}, \\ \delta_{эфф}(\theta) &= \delta_0(\theta^{\alpha_2} + a\theta^{\alpha_3} + b\theta^{\alpha_4}), \end{aligned}$$

$E_1$  и  $E_2$  — амплитуды падающей и отраженной волн,  $T_e$  — эффективная температура электронов,  $T$  — температура газа (в дальнейшем предполагается, что невозмущенная температура электронов  $T_{e0} \equiv T$ ),  $T_0$  — постоянная величина, используемая в качестве нормировки температуры, которая в выражении для плазменного поля  $E_{p0}$  представлена в энергетических единицах,  $v_{эфф}$  — эффективная частота столкновений электронов с молекулами воздуха,  $V$  — групповая скорость обыкновенной волны,  $n_0$ ,  $\kappa_0$  и  $n$ ,  $\kappa$  — соответственно показатели преломления и поглощения волны в невозмущенной и возмущенной ионосфере,  $\omega_H$  — гирочастота электронов,  $\alpha$  — угол между вектором напряженности магнитного поля Земли и волновым вектором,  $z_0$  — точка отражения волны. Как показывают расчеты, для описания функции  $\delta_{эфф}(\theta)$  в области температур  $T_e \sim 200 \div 3000$  К достаточно иметь три масштаба  $\alpha_2$ ,  $\alpha_3$ ,  $\alpha_4$ , которые должны быть определены экспериментально. Уравнения (1), (2) описывают баланс потока энергии падающей и отраженной радиоволн, а уравнение (3) — баланс тепловой энергии электронов.

При вертикальном падении волны на неоднородный слой ионосферы структура отраженного сигнала в точке приема определяется характером распространения сравнительно узкого пучка радиоволн вблизи основного направления. Следует также иметь в виду, что в рассматриваемом случае квазипродольного распространения волны угол между направлениями групповой скорости и волновых нормалей в пучке мал, а величина групповой скорости  $V \simeq cn_0$  почти всюду в области возмущений, кроме небольшой окрестности точки отражения. При учете этих обстоятельств можно рассматривать одномерную задачу о распространении радиоимпульса. Малость относительной величины изменений  $(n - n_0)/n$  показателя преломления позволяет в первом приближении пренебречь эффектами нелинейной рефракции и самофокусировки пучка радиоволн. В уравнениях (1) — (3) полностью исключен эффект резонансного взаимодействия падающей и отраженной радиоволн. Как было показано в [7], он слабо выражен из-за небольшой расстройки волн по частоте. Из уравнения (3) следует, что температура электронов определяется суммой интенсивностей падающей и отраженной волн, что соответствует учету нерезонансного взаимодействия этих волн. Система уравнений (1) — (3) интегрировалась численно для краевых и начальных условий:

$$\begin{aligned} u_1(0, z) = u_2(0, z) &= 0, \quad u_1(t, z_0) = u_2(t, z_0), \\ \theta(0, z) = \theta_1(z), \quad u_1(t, z_1) &= F(t), \end{aligned} \quad (4)$$

где  $z_1$  — высота нижней границы  $D$ -слоя,  $F(t)$  — начальная форма огибающей амплитуд излучаемого радиоимпульса. Вид граничного условия в точке отражения  $z = z_0$  не очень существенно влияет на результаты вычислений параметров самовоздействия  $\psi_m$  и  $q_m$ , так как возмущения температуры электронов в области отражения малы ( $\delta_{эфф}v_{эфф}\tau_H \ll 1$ , где  $\tau_H$  — длительность радиоимпульса).

Процесс развития возмущений температуры электронов показан на рис. 3, 4. Из рис. 3 видно, в частности, что в области отражения волны температура электронов отличается от стационарной ( $\tau_H \rightarrow \infty$ ). Наблюдаемые зависимости амплитуды и фазы в отраженном радиоим-

пульсы соответствуют численным решениям уравнений (1)–(3). Наличие максимума фазы в импульсе легко установить из следующих качественных соображений. Разделим мысленно длительность радиоимпульса на несколько интервалов  $\Delta\tau_i$  ( $\tau_n > \Delta\tau_i \gg 2\pi/\omega$ ) и рассмотрим распространение отдельных квазимонохроматических частей радиоимпульса с соответствующей длительностью  $\Delta\tau_i$  ( $\sum \Delta\tau_i = \tau_n$ ). Вертикальный размер области, занимаемой радиоимпульсом, равен  $c\tau_n$  ( $\sim 180$  км).

При вертикальном зондировании ионосферы волна отражается на

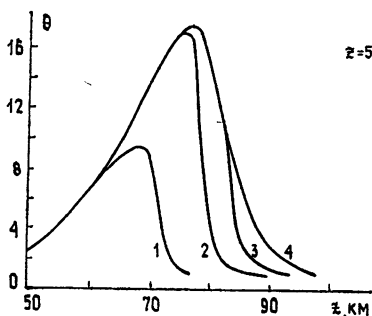


Рис. 3.

Рис. 3.  $P = -1\text{дБ}$ ,  $\alpha_1 = 1$ ,  $\alpha_2 = -1,4$ ,  $\alpha_3 = 0,2$ ,  $\alpha_4 = 0,1$ ,  $\vartheta_0 = 6,52 \cdot 10^{-3}$ ,  $a = 1,043$ ,  $b = -1,23$ ; кривая 1 —  $t = 123 \text{ мкс}$ , 2 —  $t = 245 \text{ мкс}$ , 3 —  $t = 492 \text{ мкс}$ , 4 —  $t = t_\infty$ .

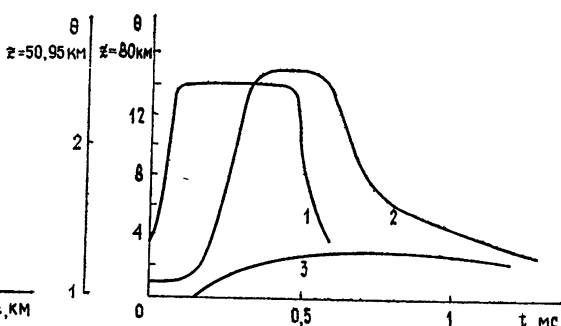


Рис. 4.

Рис. 4.  $P = -1\text{дБ}$ ,  $\alpha_1 = 1$ ,  $\alpha_2 = -1,4$ ,  $\alpha_3 = 0,2$ ,  $\alpha_4 = 0,1$ ,  $\vartheta_0 = 6,52 \cdot 10^{-3}$ ,  $a = 1,043$ ,  $b = -1,23$ ; кривая 1 —  $z = 50 \text{ км}$ , 2 —  $z = 80 \text{ км}$ , 3 —  $z = 95 \text{ км}$ .

высотах  $\sim 100$  км и условия распространения отдельных частей радиоимпульса будут различными. Передний фронт радиоимпульса распространяется до отражения в невозмущенной ионосфере, а после отражения — в возмущенной. При этом фаза отраженной волны в начале слоя

$$\bar{\psi}_0 \approx \omega/c \int_{z_1}^{z_0} (n_0 + n_c) dz. \quad \text{Здесь } n_c \text{ — показатель преломления волны,}$$

соответствующий стационарным возмущениям температуры электронов (т. е. при условии  $\tau_n \rightarrow \infty$ ). Полученная оценка фазы  $\bar{\psi}_0$  верна с точностью порядка 20–30%. Основные изменения фазы в импульсе происходят в области высот, расположенной ниже высоты максимума температуры электронов  $z = z_m$ . Распространение переднего фронта импульса после отражения происходит в этой области высот в то время, когда процесс установления температуры электронов здесь уже заканчивается (рис. 4). Для фазы отраженной волны в средней части радиоимпульса можно получить аналогичную оценку:  $\bar{\psi}_1(z_1) \approx \approx 2\omega/c \int_{z_1}^{z_0} n_c dz$ . Задний фронт радиоимпульса распространяется после

отражения в «остывающей» ионосфере. Быстрая релаксация температуры электронов начинается с момента прохождения заднего фронта области высот  $z \leq z_m \sim 80$  км. Как видно из рис. 4, в этой области температура релаксирует за время  $\sim 100$  мкс, которое меньше или сравнимо с длительностью заднего фронта импульса. При этом фаза отраженной

волны (в конце импульса)  $\bar{\psi}_2(z_1) \approx 2\omega/c \int_{z_1}^{z_0} n_0 dz$ . Относительные изменения фазы в средней части и на заднем фронте импульса, которые возникают в процессе самовоздействия интенсивной волны, будут соответственно равны  $\bar{\psi}_1 - \bar{\psi}_0 = \omega/c \int_{z_1}^{z_0} (n_c - n_0) dz > 0$  и  $\bar{\psi}_2 - \bar{\psi}_0 = \omega/c \int_{z_1}^{z_0} (n_0 - n_c) \times$

$\times dz < 0$ . На переднем фронте импульса фаза волны растет, т. е. производная  $d\psi/d\tau > 0$  (рис. 16). Из этих неравенств следует, что фаза  $\psi(\tau)$  имеет максимум внутри импульса. Время  $\tau_1$ , которое определяет положение максимума фазы в импульсе (рис. 16), по порядку величины равно  $\tau_1 = \tau_\Phi - 2(z_0 - z_m)c^{-1}$ , где  $\tau_\Phi$  ( $\approx 150$  мкс) — длительность заднего фронта импульса. Отрицательный градиент фазы формируется в то время, когда задний фронт падающей волны распространяется в области максимума электронной температуры на высотах 70–80 км. При  $z_0 = 100$  км получаем величину  $\tau_1 = 250 \div 320$  мкс, которая находится в соответствии с экспериментальными данными [6]. Выполненные оценки не отличаются строгостью, но дают наглядное представление о характере изменений фазы  $\psi(\tau)$  в отраженном радиоимпульсе.

В отличие от фазы амплитуда радиоимпульса сильно изменяется в области высот  $z > z_m$ . Развитие процесса нелинейного поглощения мощной волны можно видеть из рис. 5, где показана форма огибающей радиоимпульса на разных высотах. В области высот  $z \leq z_m$  нелинейное поглощение падающей волны мало: здесь форма импульса изменяется незначительно. Выше максимума температуры амплитудный коэффициент самовоздействия  $q_1(z)$  резко увеличивается на расстоянии  $\sim 5$ –8 км: на высоте максимума  $z_m = 77$  км величина  $q_1 \approx 0$  для падающей волны, а на высоте  $z = 85$  км параметр  $q_1 = 0,69$ . В точке отражения волны  $z_0 = 96,7$  км величина  $q_1 = 0,88$ . (Коэффициент самовоздействия  $q_1(z) = \ln[u_1^{(1)}(z)/u_1^{(2)}(z)]$  и аналогично  $q_2(z) = \ln(u_2^{(1)}/u_2^{(2)})$ , где  $u_1^{(1)}$ ,  $u_1^{(2)}$ ,  $u_2^{(1)}$ ,  $u_2^{(2)}$  определены на рис. 5.) Как видно из рис. 5, после отражения волны процесс самовоздействия продолжается. В частности, для отраженного импульса на границе слоя  $z = z_1 = 50$  км величина  $q_2(z_1) \equiv q_m = 1,6$ . Однако в структуре импульса после его отражения возникает качественно новая особенность. При достаточном удалении от точки отражения амплитуда радиоимпульса приобретает характерную форму, показанную на рис. 16.

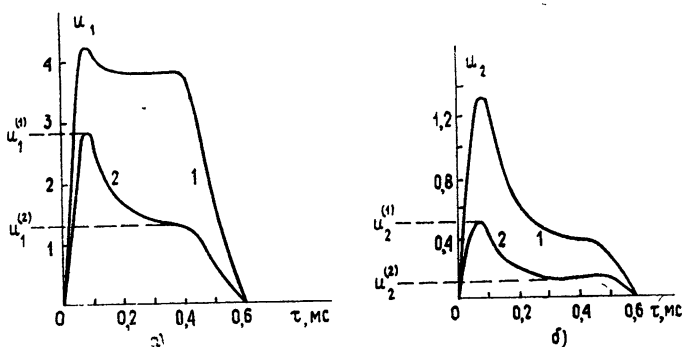


Рис. 5.

Рис. 5.  $P = -1\delta B$ ,  $\alpha_1 = 1$ ,  $\alpha_2 = 0,2$ ,  $\alpha_3 = 0,2$ ,  $\alpha_4 = 0,1$ ,  $\delta_0 = 6,52 \cdot 10^{-3}$ ,  $a = 1,043$ ,  $b = -1,23$ ; а) кривая 1 —  $z = 80$  км, 2 —  $z = 95$  км; б) кривая 1 —  $z = 80$  км, 2 —  $z = 50$  км.

Численный счет показывает, что локальный максимум амплитуды вблизи заднего фронта импульса появляется на высотах  $z \leq 80$ –82 км и в окрестности высоты  $z_m$  величина максимума быстро возрастает. Появление этого максимума связано с уменьшением поглощения отраженной волны в период распространения заднего фронта падающей волны на высотах 75–82 км. Распространение заднего фронта импульса в этой области высот сопровождается релаксацией температуры электронов и резким уменьшением коэффициента поглощения отраженной

волны. На высотах  $z \geq 80$  км отраженный импульс имеет форму, которая показана на рис. 1а. Хотя локальный максимум амплитуды  $u_2(\tau)$  вблизи заднего фронта импульса не формируется, высотные изменения его формы здесь также происходят.

Выше отмечалось, что форма отраженного сигнала, которая показана на рис. 1б, встречается обычно в дневное время наблюдений. В утренние и вечерние сеансы регистрировались только отраженные сигналы, форма амплитуды которых представлена на рис. 1а. Различие форм объясняется тем, что в утреннее и вечернее время дифференциальное поглощение волны в нижней части  $D$ -слоя существенно меньше, чем днем, и процесс самовоздействия импульса интенсивно развивается в области высот, где время релаксации температуры электронов превышает длительность радиоимпульса. Таким образом, процесс формирования возмущений амплитуды и фазы в структуре отраженного радиоимпульса в качественном отношении достаточно ясен.

Важная особенность измерений параметров самовоздействия  $q_m$  и  $\psi_m$  заключается в том, что наиболее существенные изменения фазы внутри импульса происходят в нижней части  $D$ -слоя (50—80 км), а изменения амплитуды — в верхней (75—100 км). Наличие различных высотных областей формирования изменений амплитуды и фазы радиоимпульса, связанных единым механизмом нагретой нелинейности, обуславливает возможность сравнительно точного определения величины потерь  $\delta_{эфф}$  в широком интервале температур электронов. В качестве эталонных функций использовались зависимости  $\delta_{эфф} = \delta_0 \theta^{\alpha_2}$  и  $\nu_{эфф} = \nu_0 \theta$ , которые позволяют найти характерные масштабы изменений коэффициента потерь в различных интервалах температуры электронов. Линейная зависимость частоты столкновений, по-видимому, верна до температур электронов менее или порядка 2000—3000 К. По данным лабораторных исследований рассеяния электронов на молекулах кислорода и азота транспортное сечение линейно зависит от скорости электронов вплоть до энергий  $E = mv^2/2 \leq 0,2 \div 0,3$  эВ [8]. Используя эти данные, можно получить выражение для частоты столкновений электронов с молекулами воздуха

$$\nu(v) = Q_{эфф} v N_m = 2,9 \cdot 10^{-23} N_m v^2, \quad (5)$$

где  $Q_{эфф} = 0,22 Q_T(O_2) + 0,78 Q_T(N_2)$ ,  $Q_T$  — транспортное сечение рассеяния электронов на молекулах кислорода и азота; скорость электрона  $v$  выражена в см/с, частота столкновений — в  $c^{-1}$  и концентрация молекул воздуха  $N_m$  — в  $см^{-3}$ . Эффективная частота столкновений электронов с молекулами в нижней ионосфере аппроксимируется зависимостью

$$\nu_0(z) = \nu_{00} \exp[-\lambda(z - z_0)], \quad (6)$$

где  $z_0 = 50$  км,  $\nu_{00} = 10^8 c^{-1}$ ,  $\lambda = 0,166 км^{-1}$ . Она находится в соответствии как с формулой (5), так и с результатами измерений частоты столкновений в ионосфере [8, 13].

Расчеты коэффициентов самовоздействия волны были выполнены для профилей электронной концентрации и относительной температуры  $\theta_1(z)$ , показанных на рис. 6. В ходе эксперимента измерения электронной концентрации не проводились, однако регистрировалась действующая высота отраженной волны на частоте 1,35 МГц и измерялось ее интегральное поглощение при малой мощности передатчика ( $P \approx -20$  дБ). Профиль концентрации, который показан на рис. 6, выбран в соответствии с этими измерениями, т. е. действующая высота

\* При температуре электронов  $T_e \geq 3 \cdot 10^3$  К более точной является зависимость  $\nu_{эфф}(T_e) \propto T_e^{5/6}$  [9—12].

и интегральное поглощение слабой волны для данного профиля близки к экспериментальным. В табл. 1 приведены результаты вычислений характеристик самовоздействия для степенной функции  $\delta_{эфф} = \delta_0 \theta^{\alpha_2}$  с различными показателями  $\alpha_2$ .

Таблица 1

| $P, \partial E$          | — 13 |      |      |       |      |      | 0    |      |      |      |       |     |     |
|--------------------------|------|------|------|-------|------|------|------|------|------|------|-------|-----|-----|
| $a_2$                    | 0    |      |      | — 1,5 |      |      | 0    |      |      |      | — 1,5 |     |     |
| $q_0 \cdot 10^3$         | 1    | 1,5  | 2    | 6     | 8    | 10   | 0,6  | 0,8  | 1    | 1,5  | 6     | 10  | 20  |
| $\varphi_m, \text{ рад}$ | 0,41 | 0,33 | 0,27 | 0,6   | 0,43 | 0,32 | 2,5  | 2,2  | 2    | 1,65 | 5,3   | 5   | 4,1 |
| $q_m$                    | 0,46 | 0,41 | 0,36 | 0,47  | 0,36 | 0,32 | 1,75 | 1,63 | 1,52 | 1,34 | 1,38  | 1,3 | 1   |

Видно, что зависимость коэффициента потерь нельзя описать единой степенной функцией в широком интервале температур электронов. В частности, при  $P = -13 \text{ дБ}$  и  $\alpha_2 = -1,5$  разброс величин  $\delta_0$ , соответствующих экспериментальным значениям  $\varphi_m$  и  $q_m$ , сравнительно мал ( $\delta_0 \approx 6 \cdot 10^{-3} \div 8 \cdot 10^{-3}$ ). При  $P = 0 \text{ дБ}$  и тех же значениях  $\delta_0$ ,  $\alpha_2$  измерения амплитуды и фазы вообще не согласуются в пределах измерений. Как видно из табл. 1, для большой мощности передатчика наилучшее соответствие расчетных величин  $\varphi_m$ ,  $q_m$  с экспериментальными наблюдается при  $\alpha_2 \approx 0$ . В случае  $P = -(10 \div 13) \text{ дБ}$  и  $\alpha_2 = 0$  можно также найти величины  $\delta_0$ , удовлетворительно описывающие эксперимент. Однако при этом увеличивается расхождение оценок  $\delta_0$ , найденных отдельно по измерениям фазы и амплитудного коэффициента самовоздействия ( $\delta_0 \approx 10^{-3} \div 2 \cdot 10^{-3}$ ), т. е. разброс значений  $\delta_0$  при  $\alpha_2 = -1,5$  значительно меньше. Таким образом, имеется по крайней мере два характерных масштаба  $\alpha_2$ , которые описывают зависимость

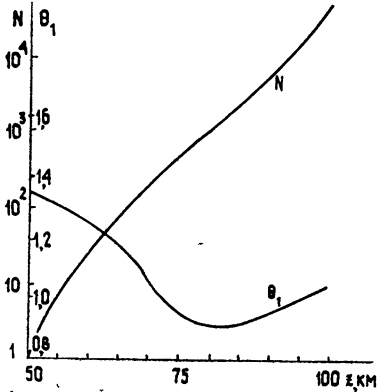


Рис. 6.

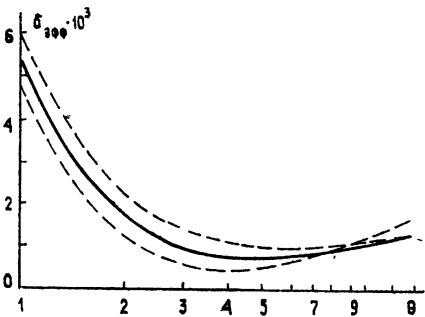


Рис. 7.

$\delta_{эфф}(\theta)$ : в области температур электронов  $\theta \leq 3$  величина  $\alpha_2 \approx -1,5$  и в области температур  $\theta \geq 4$  показатель  $|\alpha_2| \approx 0 \div 0,2$ . Для более точного определения коэффициента потерь электронов он был представлен в виде

$$\delta_{эфф}(\theta) = \delta_0 (\theta^{\alpha_2} + a\theta^{\alpha_2} + b\theta^{\alpha_4}). \tag{7}$$

Параметры  $\delta_0$ ,  $a$ ,  $b$ ,  $\alpha_2$ ,  $\alpha_4$  находились из сравнения расчетных и экспериментальных зависимостей фазы  $\varphi_m(P)$  и амплитудного коэффициента самовоздействия  $q_m(P)$ . Полученная зависимость  $\delta_{эфф}(\theta)$  при  $T_0 = 200 \text{ К}$  показана на рис. 7 (сплошная линия). Пунктирные линии на рис. 7 ограничивают область допустимых значений  $\delta_{эфф}$  в различных

интервалах температуры электронов. Наличие этой области обусловлено как ошибками измерений, так и погрешностями методики определения  $\delta_{эфф}$ . Как видно из рис. 7, наибольшая относительная погрешность оценки  $\delta_{эфф}$  имеет место в области сравнительно больших температур электронов. При  $\theta = 1$  величина  $\delta_{эфф} = (5,3 \pm 0,7) \cdot 10^{-3}$ , а в точке минимума функции  $\delta_{эфф}(\theta_m) = \delta_m = (6,5 \pm 2,5) \cdot 10^{-4}$ . Положение минимума функции  $\delta_{эфф}(\theta)$  определено с относительной точностью  $\sim 20\%$  ( $\theta_m = 5 \pm 1$ ). Граничные кривые на рис. 7 и наиболее вероятная зависимость  $\delta_{эфф}(\theta)$  описываются параметрами:  $\alpha_2 = -1,4$ ,  $\alpha_3 = 0,2$ ,  $\alpha_4 = 0,1$ ,  $\delta_0 = 6,7 \cdot 10^{-3}$ ,  $a = 0,759$ ,  $b = -0,863$  (верхняя пунктирная кривая),  $\delta_0 = 6,52 \cdot 10^{-3}$ ,  $a = 1,043$ ,  $b = -1,23$  (вероятная зависимость),  $\delta_0 = 6,65 \cdot 10^{-3}$ ,  $a = 1,586$ ,  $b = -1,895$  (нижняя пунктирная кривая).

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Результатам теоретического и экспериментального исследования величины потерь энергии электронов  $\delta_{эфф}(T_e)$  посвящен ряд работ [14–22]. В области низких энергий ( $T_e \sim 150 \div 300$  K) потери электронов в основном связаны с возбуждением вращательных квантов. Анализ экспериментальных данных по измерениям частоты неупругих столкновений электронов с молекулами, кроссмодуляционных характеристик релаксации температуры электронов в азотной плазме, а также расчеты сечений возбуждения вращательных уровней молекулярного азота и кислорода приводят к зависимости  $\delta_{эфф} \nu_{эфф} = \text{const } T_e^{-1/2}$  [14–21]. Однако выполненные расчеты относятся, по существу, к тому случаю, когда электроны находятся в тепловом равновесии с окружающим газом, т. е. температура электронов близка к температуре газа, а их функция распределения по скоростям является максвелловской:

$$f_e = f_{e0} = N(m/2\pi T_e)^{3/2} \exp(-mv^2/2T_e). \quad (8)$$

Наиболее общий анализ потерь энергии электронов в столкновениях с молекулами воздуха выполнен в работе [22]. Как известно, параметры  $\delta_{эфф}$  и  $\nu_{эфф}$  определяются в кинетической теории из соотношений [23]

$$\delta_{эфф} \nu_{эфф} (T_e - T) = (4\pi m/3N) \int_0^\infty v^4 (f_e) dv; \quad (9)$$

$$\nu_{эфф} = (4\pi m/3NT_e) \int_0^\infty v^4 \nu(v) f_e dv, \quad (10)$$

где  $S$  — интеграл столкновений электронов с частицами плазмы,  $f_e$  — симметричная часть функции распределения электронов в заданном переменном электрическом поле,  $T$  — температура молекул,  $\nu(v)$  — частота столкновений электронов с тяжелыми частицами. Следуя [23], можно показать, что функция распределения электронов в стационарных условиях удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial}{\partial v} \left\{ \delta_v v^2 \left[ \left\langle \frac{T}{m} \left( 1 - \frac{R_v}{\delta_v} \right) + \frac{e^2 E_0^2}{3m^2 \delta(\omega_g^2 + \nu^2)} \right\rangle \frac{\partial f_e}{\partial v} + \nu f_e \right] \right\} = 0, \quad (11)$$

где  $\delta(v) = (\delta_v \nu_v + R_r + R_v) v^{-1}$ ,  $E_0^2 = E_{0x}^2 + E_{0y}^2$ ,  $\omega_g = \omega + \omega_H$ ,  $\delta_v = 2m/M$  — доля энергии, теряемой электроном при одном упругом ударе,  $\nu_v$  — частота упругих столкновений электронов с молекулами,  $R_r$  и  $R_v$  — соответственно доля энергии, теряемой электроном в единицу времени на возбуждение вращательных и колебательных уровней молекул,  $E_0$  — амплитуда электрического поля. Расчетные и аналитиче-

ские зависимости интеграла столкновений  $S(v)$  и относительных потерь электронов  $R_r(v)$ ,  $R_v(v)$  приведены в [22]. Здесь предполагается, что нагрев электронов производится полем волны с круговой поляризацией  $E_x = -iE_y$ , соответствующей случаю продольного распространения обыкновенной волны  $D$ -области ионосферы ( $\alpha \leq 19^\circ$ )\*. Решение уравнения (11) имеет вид

$$f_e = Ce^{-\xi}, \quad (12)$$

где

$$\xi(v) = \int_0^v (mv dv / T_1(v)), \quad T_1 = T [1 - (R_v/\delta v)] + [e^2 E_0^2 / 3m \delta (\omega_s^2 + v^2)].$$

Константа  $C$  определяется условием нормировки

$$C = N \left[ 4\pi \int_0^v v^2 e^{-\xi} dv \right]^{-1}. \quad (13)$$

Анализ выражений (9), (10) часто выполняется в предположении, что функция распределения электронов — максвелловская. Однако при наличии электрического поля функция распределения (8) устанавливается только в сильно ионизованной плазме, т. е. в том случае, когда частота межэлектронных столкновений  $\nu_{ee} \gg \delta v$ . При выполнении этого условия с точностью до членов порядка  $\delta v / \nu_{ee}$  функция распределения электронов является максвелловской [23]. В слабо ионизованной плазме ( $\nu_{ee} \ll \delta v$ ) она близка к максвелловской, если возмущения температуры электронов невелики. В сильном электрическом поле распределение электронов, как следует из выражения (12), может заметно отличаться от (8). Наиболее резкое отличие функций распределения (8), (12) проявляется в ротационной области энергий электронов при  $\omega_s^2 \gg v^2$ . Полагая в (12)  $R_v = 0$  и  $R_r(v) = R_r(v_T) (v_T/v)$ , получим следующее выражение для функции распределения электронов:

$$f_e = C \exp \left\{ 2a_0^{-2/3} \left[ \frac{1}{6} \ln \frac{(1 + a_0^{1/3} x)^2}{1 - a_0^{1/3} x + a_0^{2/3} x^2} - \frac{1}{\sqrt{3}} \operatorname{arctg} \frac{2a_0^{1/3} x - 1}{\sqrt{3}} + \frac{1}{\sqrt{3}} \operatorname{arctg} \left( -\frac{1}{\sqrt{3}} \right) \right] \right\}, \quad (14)$$

где

$$x = \frac{v}{v_T}, \quad a_0 = \frac{e^2 E_0^2}{3m \delta(v_T) T \omega_s^2}, \quad \delta(v_T) = \frac{R_r(v_T)}{v(v_T)},$$

$\nu(v) = \nu(v_T) (v/v_T)^2$ ,  $v_T = (2T/m)^{1/2}$ ,  $\nu(v_T)$  — вероятная частота столкновений электронов с молекулами, используемая в теории Сена и Уиллера [24]. Из выражения (14) видно, что функция  $f_e$  стремится к  $\text{const}(v)$  при  $v \rightarrow \infty$ . Этот результат очевиден в виду того, что ротационные потери энергии  $R_r$  уменьшаются с ростом скорости  $v$ , а энергия, которую приобретает электрон под воздействием высокочастотного поля, растет пропорционально частоте столкновений  $\nu(v)$ . Поэтому быстрые электроны интенсивно ускоряются, что вызывает замедленное падение функции распределения в области больших скоростей электронов. В действительности, асимптотика  $f_e = \text{const}(v)$  нарушается, так как при  $v \rightarrow \infty$  функция распределения «обрезается» вследствие возбуждения колебательных уровней молекул в области энергий электро-

\* Оценки показывают, в описанном выше эксперименте рекомбинационные и ионизационные эффекты несущественны.

нов  $\delta \gtrsim 0,4$  эВ. Результаты численных расчетов функции распределения при учете колебательных потерь энергии электронов приведены на рис. 8. Характерный медленный спад функции распределения в ротационной области энергий электронов, который отмечался выше, хорошо виден на рис. 8а. Отклонение функции распределения от максвелловской уже заметно при  $E_0/E_{p,эфф} > 0,3$ . Здесь параметр  $b_0 = [v(v_T)/\omega_a]^2$ ,  $E_{p,эфф}^2 = 3m\delta_{эфф}(T)T\omega_a^2 e^{-2}$ ,  $\delta_{эфф}(T) = 4,81 \cdot 10^{-3}$ . При  $b_0 = 1$  картина несколько изменяется: различие функций распределения (8) и (12) становится заметным только при  $E_0/E_{p,эфф} \gtrsim 1 \div 2$ ; в области скоростей  $v \gtrsim v_T$  частота столкновений настолько велика, что энергия электронов,

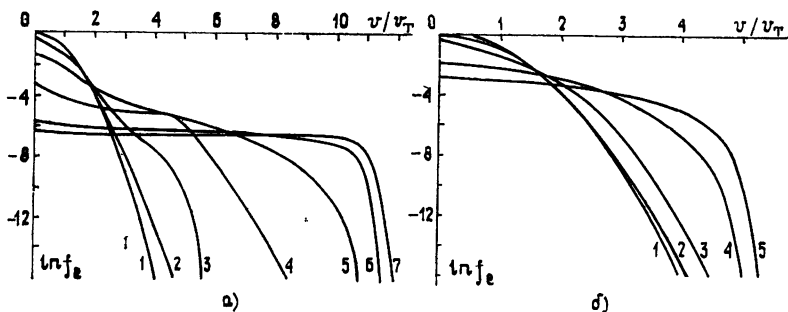


Рис. 8. а)  $b_0 = 10^{-4}$ ,  $T = 200$  К,  $\delta_{эфф}(T) = 4,81 \cdot 10^{-3}$ ; кривая 1 —  $E_0/E_{p,эфф} = 0$ , 2 — 0,2, 3 — 0,5, 4 — 1, 5 — 2, 6 — 5, 7 — 8; б)  $b_0 = 1$ , кривая 1 —  $E_0/E_{p,эфф} = 0$ , 2 — 1; 3 — 2; 4 — 5; 5 — 8.

приобретаемая ими в электрическом поле, уже не растет с увеличением  $v$ , а уменьшается. Коэффициент потерь  $\delta_{эфф}$  зависит в общем случае от вида функции распределения электронов. На рис. 9 показаны теоретические и экспериментальные зависимости  $\delta_{эфф}$  от температуры электронов. Кривая 1 получена для максвелловской функции распределения (8). При  $T = 200$  К, принимая во внимание зависимость (5), вклад в величину  $\delta_{эфф}$ , обусловленный возбуждением вращательных уровней молекул, равен

$$\delta_{эфф}^r = 4,81 \cdot 10^{-3} \theta^{-3/2}, \quad \theta = T_e/T. \quad (15)$$

Он сравнивается с величиной потерь энергии электронов, теряемой на возбуждение колебательных уровней, при относительной температуре  $\theta \approx 5 \div 6$ . При температурах  $\theta \gtrsim 10$  потери на возбуждение колебательных квантов преобладают.

Зависимости 2 и 3 на рис. 9 получены для функции распределения (12) соответственно для значений параметра  $b_0 = 10^{-4}$  и  $b_0 = 1$  ( $T = 200$  К). Кривая 4 — экспериментальная, границы точности которой были установлены выше (рис. 7). Из сравнения функций  $\delta_{эфф}(\theta)$ , показанных на рис. 9, видны следующие их особенности. Во-первых, кривая 2 расположена ниже кривой 1. Это связано с тем, что для максвелловского распределения (8) относительный

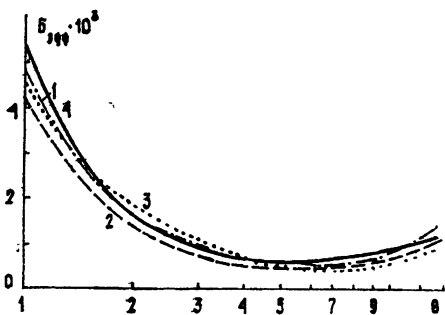


Рис. 9.

вклад низкоэнергичных электронов в величину  $\delta_{эфф}$  больше, чем для функции распределения (12). Во-вторых, экспериментальная кривая 4

находится в лучшем соответствии с зависимостями  $I$  ( $f_e = f_0$ ) и  $3$ . При этом среднее относительное отклонение экспериментальных величин  $\delta_{\text{эфф}}$  от расчетных не превышает 30%. Расхождение эксперимента и теории связано как с ошибками измерений, так и с использованием приближенных методов анализа возмущений температуры электронов в ионосфере. В частности, электродинамические характеристики плазмы рассчитывались по формулам элементарной теории. Элементарное и кинетическое рассмотрение приводит к тождественным результатам, если функция потерь  $\delta(v)$  и частота столкновений  $\nu(v)$  не зависят от скорости электронов [23]. Расчетная величина  $\delta_{\text{эфф}}$  определяется не только характером зависимости  $\delta(v)$  и  $\nu(v)$ , но и неоднородностью функции распределения электронов по высоте. Оценки показывают, что указанные факторы приводят к погрешности расчета параметров самовоздействия  $q_m$  и  $\psi_m$  порядка 20%. Ясно, что вычисления характеристик самовоздействия по точным формулам кинетической теории с учетом неоднородности функции распределения и ее отличия от максвелловской не могут привести к существенным изменениям расчетной зависимости  $\delta_{\text{эфф}}(T_e)$ .

В заключение отметим, что дальнейшее уточнение температурной зависимости  $\delta_{\text{эфф}}$ , по-видимому, возможно с развитием и использованием локальных методов исследования тепловых возмущений ионосферной плазмы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Barrington R. E., Thrane E.—J. Atm. Terr. Phys., 1962, 24, p. 31.
2. Landmark B., Lied F.—J. Atm. Terr. Phys., 1961, 23, p. 92.
3. Шлюгер И. С.—Письма в ЖЭТФ, 1974, 19, с. 274.
4. Гуревич А. В., Шлюгер И. С.—Изв. вузов — Радиофизика, 1975, 18, № 9, с. 1237.
5. Матюгин С. Н., Митяков Н. А., Рыжов В. А., Шлюгер И. С.—Изв. вузов — Радиофизика, 1975, 18, № 10, с. 1549.
6. Кротова З. Н., Крупеня Н. Д., Рыжов В. А.—Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 1, с. 72.
7. Рыжов В. А.—Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 21, № 5, с. 638.
8. Уиттен Р., Поппов И. Физика нижней ионосферы.—М.: Мир, 1968.
9. Frost L. S., Phelps A. V.—Phys. Rev., 1962, 127, p. 1621.
10. Engelhardt A. G., Phelps A. V., Risk C. G.—Phys. Rev., 1964, 135A, p. 1566.
11. Phelps A. V., Hake R. D.—Plan. Space Sci., 1966, 14, p. 1092.
12. Гуревич А. В., Швацбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере.—М.: Наука, 1973.
13. Скребкова Л. А.—Геомagnetизм и аэрономия, 1975, 15, с. 664.
14. Altschuller S.—J. Geoph. Res., 1963, 68, p. 4707.
15. Gerjuoy E., Stein S.—Phys. Rev., 1955, 97, p. 1671.
16. Mentzoni M. H., Row R. V.—Phys. Rev., 1963, 130, p. 2312.
17. Mentzoni M. H., Narasinga Rao K. V.—Phys. Rev. Lett., 1965, 14, p. 779.
18. Hake R. D., Phelps A. V.—Phys. Rev., 1967, 158, p. 70.
19. Geltman S., Nakayanagi K.—Phys. Rev., 1966, 143, p. 25.
20. Dalgarno A., Moffett R. J.—Plan. Space Sci., 1962, 9, p. 439.
21. Mentzoni M. H.—J. Geoph. Res., 1968, 73, p. 4444.
22. Гуревич А. В., Миших Г. М., Шлюгер И. С.—ЖЭТФ, 1975, 69, с. 1640.
23. Гинзбург В. Л., Гуревич А. В.—УФН, 1960, 70, с. 201, 393.
24. Sen H. K., Wyller A. A.—J. Geoph. Res., 1960, 65, p. 3931.

Научно-исследовательский  
радиофизический институт

Поступила в редакцию  
16 марта 1981 года

#### EXPERIMENTAL STUDY OF EFFECTIVE ELECTRON ENERGY LOSSES IN INELASTIC COLLISIONS WITH MOLECULES IN THE LOW IONOSPHERE

Z. N. Krotova, V. A. Ryzhov

Investigation results are presented for amplitude and phase characteristics of powerful radio pulses at the frequency 1.35 MHz reflected from low layers of the ionosphere. A temperature dependence has been obtained of the effective electron energy portion which is lost by electrons in collisions with molecules.