

УДК 551.510

ПРОФИЛИ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В НОЧНОЙ ВЫСОКОШИРОТНОЙ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ, ИСКУССТВЕННО ВОЗМУЩЕННОЙ МОЩНЫМИ РАДИОВОЛНАМИ

Гоков А. М., Маргыненико С. И., Мисюра В. А.,
Пивень Л. А., Сомов В. Г., Федоренко Ю. П.,
Черногор Л. Ф., Шемет А. С.

Методом частичных отражений обнаружено увеличение температуры электронов до ~50% на высотах $z \sim 67-71$ км. Концентрация электронов уменьшалась под действием мощных радиоволн на 30-40% на $z \sim 68-72$ км, на $z \sim 76-85$ км она увеличивалась на десятки процентов.

Введение. Исследования возмущений температуры T_e и концентрации N электронов в нижней ионосфере под действием мощного радиоизлучения представляют значительный интерес, так как позволяют не только продвинуться в понимании сложных фотохимических процессов в нижней ионосфере, но и получить ряд параметров плазмы, измерение которых другими радиофизическими методами затруднено или вообще невозможно [1]. Особого внимания заслуживают искусственные возмущения в обладающей рядом особенностей высокоширотной нижней ионосфере.

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований при помощи метода частичных отражений ночной высокоширотной нижней ионосферы, возмущаемой мощными радиоволнами. Эксперимент проведен в феврале-марте 1978 г. в районе Мончегорска.

Для возмущения нижней ионосферы использовалась установка, непрерывно излучающая линейно поляризованную волну с частотой $f_1 \approx 3,3$ МГц. Радиоволна модулирована по амплитуде, частота модуляции ~ 1 кГц. Эффективная мощность установки $P_e G_e \approx 10$ МВт [2]. Тридцатиминутные интервалы излучения чередовались с паузами такой же продолжительности. В работе используется московское время.

Для диагностики возмущений использовался подвижный радиотехнический ионосферный комплекс [3], который работал в диапазоне частот $f_2 \approx 1,7-3,5$ МГц. Излучались радиоимпульсы длительностью $\tau = 25$ мкс. Эффективная импульсная мощность установки $P_e G_e \approx 9$ МВт. Регистрация амплитуд частично отраженных (ЧО) от невозмущенной и возмущенной ионосферы сигналов велась на кинолентку со скоростью 1 кадр/с.

Методика обработки. Обработывая амплитудные измерения ЧО сигналов, можно получить лишь два профиля из четырех неизвестных: $N(z)$, $v_{\text{ма}}(z)$ и $v_m(z)$ (v_m — частота соударений моноэнергичных электронов с нейтралами; нулевым индексом здесь и далее обозначены параметры невозмущенной ионосферы).

Известно, что профиль $v_{\text{ма}}$ изменяется со временем в естественных условиях весьма незначительно ($\sim 10-20\%$). Поэтому в данной работе профиль $v_{\text{ма}}$ задавался априори. Приведенная в таблице зависимость $v_{\text{ма}}(z)$ получена путем усреднения частоты соударений, измеренной различными методами за последние 10-15 лет.

Зная $v_{\text{ма}}(z)$, при помощи методики дифференциального поглощения (см., например, [4, 5]) вычислялся профиль $N_e(z)$. Найденный профиль $N_e(z)$ вместе с профилем $v_{\text{ма}}(z)$ использовался для вычисления $\theta = T_e/T_{\text{и}}$

z , км	60	64	68	72	76	80	84	88
v_m, c^{-1}	$2 \cdot 10^7$	$1,1 \cdot 10^7$	$5,4 \cdot 10^6$	$2,9 \cdot 10^6$	$1,5 \cdot 10^6$	$8,3 \cdot 10^5$	$4,4 \cdot 10^5$	$2,5 \cdot 10^5$
$\theta^{(1)}$	1,10	1,26	1,50	1,26	1,08	1,00	1,00	1,00
$N_0^{(1)}, cм^{-2}$	10	50	300	10^3	10^3	10^3	10^3	10^3
$\theta^{(2)}$	1,10	1,26	1,50	1,60	1,52	1,28	1,09	1,00
$N_0^{(2)}, cм^{-2}$	10	50	300	$6 \cdot 10^2$	$6 \cdot 10^2$	$6 \cdot 10^2$	$6 \cdot 10^2$	$6 \cdot 10^2$
$\theta^{(3)}$	1,10	1,26	1,50	1,74	1,84	1,73	1,48	1,20
$N_0^{(3)}, cм^{-2}$	10	50	150	200	200	200	200	200
$\theta^{(4)}$	1,10	1,26	1,50	1,85	2,10	2,02	1,90	1,70
$N_0^{(4)}, cм^{-2}$	0	15	50	100	100	100	100	100
$\theta^{(5)}$	1,10	1,26	1,50	1,98	2,33	2,54	2,69	2,68
$N_0^{(5)}, cм^{-2}$	0	5	10	10	10	10	10	10
$N_0^{(6)}, cм^{-2}$	0	1	1	1	1	1	1	1

и $v_m = v_{m0} \theta^{1/2}$. Знание $v_m(z)$ позволило, наконец, рассчитать $N(z)$ также при помощи методики дифференциального поглощения.

Методика расчета. Как известно, на высотах $z \ll 100$ км процессами теплопроводности, диффузии и термодиффузии можно пренебречь [6]. Исходные уравнения, описывающие возмущение T_e и N мощной непрерывной немодулированной радиоволной в рамках геометрической оптики для продольного распространения, можно записать в виде

$$(\theta^{-1/2} + 0,014\theta)(\theta - 1) = \frac{1}{2} \gamma_e \left(\frac{\omega_+^2 + v_e^2}{\Omega_{1+}^2 + v_e^2 \theta^{1/2}} e^{-2\kappa_+ z} P_+^2 + \frac{\omega_-^2 + v_e^2}{\Omega_{1-}^2 + v_e^2 \theta^{1/2}} e^{-2\kappa_- z} P_-^2 \right), \quad (1)$$

$$q_+(N_e, T_{e0}) = q_-(N, T_e), \quad (2)$$

$$dE_+/dz + (\omega_+/c) \kappa_{1+} E_+ = 0, \quad (3)$$

$$dE_-/dz + (\omega_-/c) \kappa_{1-} E_- = 0, \quad (4)$$

где q_+ , q_- — скорости образования и исчезновения электронов; $\gamma_e = E_e^2/E_p^2$; E_e — поле возмущающей волны линейной поляризации в вакууме; E_p — плазменное поле [6],

$$\omega_{\pm} = 2\pi f_{\pm}; \quad K_{1\pm} = \frac{\omega_{\pm}}{c} \int_0^z \kappa_{1\pm} dz,$$

$\delta(\theta) = \delta_0(\theta^{-1/2} + 0,014\theta)$ [7] — средняя относительная доля энергии, теряемая электроном при одном соударении с тяжелой частицей; $\delta_0 = 2 \cdot 10^{-3}$, $T_{e0} = 200$ К, E_e , $\kappa_{1\pm}$ — амплитуда и показатель поглощения возмущающей волны (плюс — обыкновенная, минус — необыкновенная компоненты), P_{\pm} — множитель амплитудного самовоздействия; $\Omega_{1\pm} = \omega_{\pm} \pm \omega_H$; ω_H — gyro-частота электронов; c — скорость света в вакууме; $v \approx 2,09 v_m$, что справедливо для случая $v_m \sim T_e^{1/2}$.

Граничные условия для соотношений (3) и (4) имеют вид:

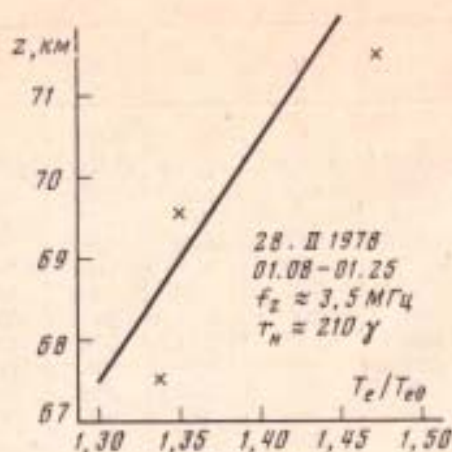
$$E_{\pm}|_{z=z_0} = E_{\mp}|_{z=z_0} = (\sqrt{2}/2) E_e(z_0),$$

где z_0 — высота начала ионосферы.

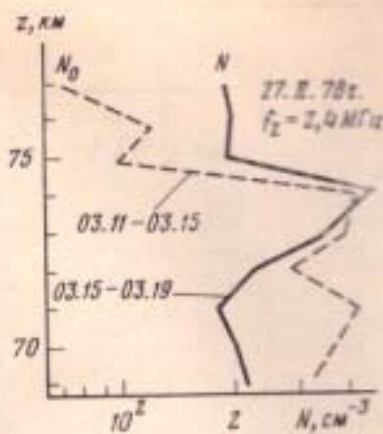
Для решения системы уравнений (1) — (4) использовалась методика несамосогласованного поля, суть которой в следующем.

Как известно, самовоздействие является интегральным эффектом. В начале ионосферы $P_{\pm} = 1$, в первом слое толщиной $\Delta z = 1$ км $P_{\pm} \approx 1$. Поэтому $\theta^{(1)}$ и $N(\theta^{(1)})$ в этом слое находятся соответственно из уравнений (1), (2) независимо от соотношений (3), (4). На границе второго слоя $P_{\pm}^{(2)}$ вычисляется по формуле

$$P_{\pm}^{(2)} = \exp(-K_{1\pm}^{(2)} + K_{10\pm}^{(2)}),$$



Фиг. 1



Фиг. 2

где

$$K_{1\pm}^{(2)} = \frac{\omega_1}{c} \int_{z_0}^{z_0+\Delta z} \kappa_{1\pm} [\theta^{(1)}, N(\theta^{(1)})] dz,$$

$$K_{10\pm}^{(2)} = \frac{\omega_1}{c} \int_{z_0}^{z_0+\Delta z} \kappa_{10\pm} dz.$$

Величины $\theta^{(2)}$, $N(\theta^{(2)})$ находятся по известному $P_{\pm}^{(2)}$. Аналогично $P_{\pm}^{(i+1)}$ в $(i+1)$ -м слое выражается через возмущения в i -м слое ($i=0, 1, 2, \dots, n$, n — число слоев толщиной Δz в исследуемой области).

Следует отметить, что эта приближенная методика обладает погрешностью из-за недостаточно последовательного учета самовоздействия радиоволны. Ошибка в определении θ , N и P_{\pm} растет с высотой и достигает, например, при $z \sim 80$ км $N_0 \leq 10^2$ см $^{-3}$ и $\Delta z = 1$ км величины $\sim 10-30\%$. Очевидно, что при $\Delta z \rightarrow 0$ приближенные решения для θ , N и P_{\pm} переходят в точные.

Результаты оценок величины θ для $P, G, -10$ МВт и различных состояний невозмущенной ионосферы (профили $N_0^{(1)}$, $N_0^{(2)}$, $N_0^{(3)}$, $N_0^{(4)}$ и $N_0^{(5)}$) приведены в таблице. Из нее видно, что при незначительной ионизации в нижней ночной ионосфере ($N_0 \sim 1-10$ см $^{-3}$) возмущения T_e могут достигать сотен процентов, а при $N_0 \sim 10^2$ см $^{-3}$ увеличение T_e обычно не превышает нескольких десятков процентов.

Важно, что при изменении N на $\pm 100\%$ возмущение T_e на высотах $z \leq 80$ км изменяется не более чем на $\pm 10\%$. Это позволяет при расчете θ пренебречь возмущением N , механизм которого заведомо неизвестен.

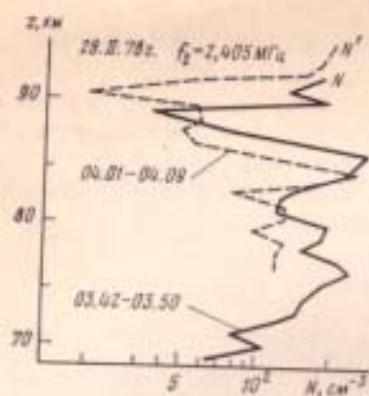
Нагрев электронов. По отношению R средних квадратов амплитуд необыкновенной и обыкновенной компонент ЧО сигнала в отдельных случаях можно получить сведения о величине нагрева электронов $\theta = (v/v_0)^{1/2}$. Данная методика применима на высотах $z \leq 70-72$ км, где обычно можно пренебречь дифференциальным поглощением нормальных волн. Тогда имеем

$$\frac{v}{v_0} = \left(\frac{(\Omega_{2+}^2 - R\Omega_{2-}^2)(R_0 - 1)}{(R - 1)(\Omega_{2+}^2 - R_0\Omega_{2-}^2)} \right)^{1/2}$$

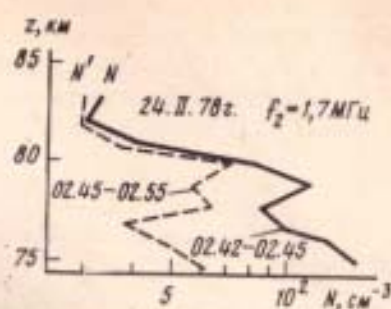
где $\Omega_{2\pm} = \omega_2 \pm \omega_H$. Величины R и R_0 удовлетворяют неравенству

$$(\Omega_{2+}/\Omega_{2-})^2 > R_0 > R > 1.$$

Поскольку время t_r релаксации T_e в нижней ионосфере не превышает $\sim 0,1$ мс, а время усреднения амплитуд ЧО сигнала $t_s \sim 5-10$ мкс, то $t_r \ll t_s$. Таким образом, в эксперименте по нагреву ионосферы модулированным радиоизлучением измеряется среднее θ за период $T_1 \sim 1$ мс зна-



Фиг. 3



Фиг. 4

чение θ (фиг. 1). Теоретические расчеты $\bar{\theta}$ (сплошная кривая) согласуются с результатами эксперимента.

Возмущение и релаксация электронной концентрации. Примеры результатов исследований возмущения и релаксации N , полученных при помощи описанной выше методики, приведены на фиг. 2, 3 соответственно. Видно, что на высотах $z \sim 68-72$ км N уменьшается на 30-40% под действием мощных радиоволн. Уменьшение N можно объяснить активизацией процесса прилипания электронов к молекулам кислорода [1, 8].

Запишем уравнение баланса плотности электронов:

$$dN/dt = \beta_{ra} N_m N_e - \beta_r(T_e) N_m N,$$

где β_r — эффективный коэффициент прилипания, N_m — плотность нейтралов, t — время. Для степенного закона $\beta_r = \beta_{ra} \theta^{\lambda_a}$ имеем $\lambda_a \approx 1,6 \pm 0,3$. На $z \sim 68-72$ км параметр λ_a , по-видимому, не зависит от высоты. Это обстоятельство позволило вычислить λ_a путем усреднения по диапазону высот $z \sim 68-72$ км для каждой пары профилей N_e, N .

На $z \sim 76-82$ км, наоборот, нагрев приводит к увеличению N , что связано с уменьшением эффективного коэффициента рекомбинации α_r [1, 6]. В этом случае

$$dN/dt = \alpha_{ho} N_e^2 - \alpha_r(T_e) N^2, \quad (5)$$

где α_h — коэффициент рекомбинации электронов с кластерами. Известно [6], что $\alpha_r(T_e) = \alpha_{ho} \theta^{-\lambda_r}$, где $\lambda_r = 0,5 \pm 1,5$. В наших экспериментах $\lambda_r \approx 1,5 \pm 0,5$. Величина λ_r вычислялась аналогично параметру λ_a .

К сожалению, погрешность величин λ_a и λ_r не менее десятков процентов. Однако даже эти результаты представляют интерес, поскольку измерения λ_a и λ_r для условий реальной ионосферы до настоящего времени отсутствуют. Лабораторные измерения λ_a и λ_r как известно, имеют свои недостатки.

На фиг. 4 представлены профили в возмущенной (N) и релаксирующей (N') среде. Исследуя переходный процесс, можно вычислить время t_{N_0} становления N за счет рекомбинации электронов. Решая уравнение (5) и учитывая, что ЧО сигнал усредняется за время t_s , получим

$$N' = N_0 (t_{N_0}/t_s) \ln [\text{sh}(t_s/t_{N_0} + x_0) / \text{sh} x_0], \quad (6)$$

где $x_0 = (1/2) \ln [(N+N_0)/(N-N_0)]$. Так как $N/N_0 = \theta^{-\lambda_r t}$, то из соотношения (6) следует, что $t_{N_0} \approx 2 \cdot 10^3$ с. Тогда для $N_0 \approx 50$ см $^{-3}$ из равенства $t_{N_0} = (\alpha_{ho} N_0)^{-1}$ получаем $\alpha_{ho} \approx 10^{-3}$ см $^2 \cdot$ с $^{-1}$. Такое значение α_{ho} соответствует величине коэффициента диссоциативной рекомбинации электронов с кластерами.

Добавим, что возмущение N в промежуточном диапазоне высот $z \approx 72-76$ км незначительно. Здесь, видимо, возмущение N вследствие рассмотренных выше процессов примерно скомпенсировано.

В заключение заметим, что кроме ЧО сигналов в эксперименте регистрировались зеркально отраженные сигналы. Изменение амплитуды этих сигналов не превышало единиц процентов, что связано с малостью ис-

кусственного и естественного поглощения в данном эксперименте. Дело в том, что представленные результаты получены в условиях умеренной геомагнитной активности. Вопрос о связи искусственных возмущений N под действием мощной радиоволны с уровнем геомагнитной активности на высоких широтах нуждается в дальнейших исследованиях.

Авторы выражают благодарность И. Н. Капустину, А. А. Ульянченко, А. М. Ройзену за помощь в организации эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мисюра В. А., Черногор Л. Ф., Шлюгер И. С. Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника, 1974, вып. 4, 3.
2. Капустин И. Н., Перцовский Р. А., Ульянченко А. А. В кн.: Исследование ионосферы и магнитосферы методами активного воздействия. Апатиты: Изд-во КФ АН СССР, 1977, 3.
3. Мисюра В. А., Шлюгер И. С., Часовитин Ю. К., Пивень Л. А., Черногор Л. Ф., Сомов В. Г. Космические исследования на Украине, 1974, вып. 5, 63.
4. Belrose J. S., Burke M. J. J. Geophys. Res., 1964, 69, 2799.
5. Belrose J. S. J. Atmos. Terr. Phys., 1970, 32, 576.
6. Гуревич А. В., Шеврацбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1973, 272.
7. Пивень Л. А., Черногор Л. Ф. Вестн. Харьк. ун-та. Радиофизика и электроника, 1979, вып. 8, 3.
8. Гуревич А. В., Милах Г. М., Шлюгер И. С. Изв. вузов. Радиофизика, 1977, 20, 1790.

Харьковский государственный
университет

Поступила в редакцию
1.IX.1980
после доработки
27.I.1981