

УДК 551.510.535

## ИССЛЕДОВАНИЕ НИЖНЕЙ ЧАСТИ D-ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ С ПОМОЩЬЮ ИСКУССТВЕННЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

*В. В. Беликович, Е. А. Бенедиктов*

Изложены результаты измерений времени релаксации искусственных периодических неоднородностей (ИПН) в нижней части D-области ионосферы в предположении, что ИПН возникали в поле стоячих волн отраженного от ионосферы мощного радиоизлучения вследствие температурной зависимости скорости прилипания электронов к нейтральным молекулам. Из сопоставления экспериментально найденных времен релаксации ИПН с расчетными, полученными на основе упрощенной схемы преобразований отрицательных частиц, определено отношение  $\lambda$  числа отрицательных ионов к числу электронов. Наиболее вероятные значения  $\lambda$  в летний период года, согласно такой методике, уменьшаются от 8—10 на высоте 55 км до  $\lambda \sim 0,03$  на высоте 78 км. Зимние величины  $\lambda$  оказались в 5—7 раз меньше летних. Кратковременные колебания параметров плазмы вызваны, по-видимому, прохождением акустико-гравитационных волн.

В нижней части D-области ионосферы значительную роль, как известно, играют отрицательные ионы. Первичные ионы  $O_2^-$  образуются путем прилипания электронов к молекулам кислорода в процессе тройных соударений. При повышении температуры скорость этого процесса растет, что приводит к уменьшению электронной и увеличению ионной концентраций. Поэтому в стоячих радиоволнах, возникающих при отражении мощного радиоизлучения от ионосферы, появляются искусственные периодические неоднородности плазмы (ИПН) [1, 2]. Изучение этих неоднородностей является новым источником информации об ионосферных процессах, происходящих с участием отрицательных ионов. В настоящей работе изложены результаты экспериментов по определению времени релаксации ИПН и проведено сопоставление этих результатов с расчетами, выполненными на основе упрощенной схемы преобразований отрицательных заряженных частиц.

**1. Теоретические основы и методика проведения экспериментов.** Полная и детальная схема многочисленных и разнообразных взаимодействий между компонентами плазмы в нижней части D-области ионосферы еще не разработана. Поэтому для описания закономерностей в поведении плазмы применяют упрощенные модели с относительно небольшим числом компонент. В данной работе используется схема с двумя отрицательными ионами — первичным ионом кислорода  $O_2^-$  и «стабильным» ионом  $Y^-$ . Обозначим скорости отлипания электронов от ионов  $O_2^-$  и  $Y^-$  через  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$ , а эффективные скорости прямого и обратного переходов от первичных ионов к стабильным через  $\mu$  и  $\varepsilon$ .\* Тогда система уравнений для отрицательных частиц выглядит следующим образом:

$$\frac{dN}{dt} = Q - (\beta + \alpha_e M)N + \gamma_1 [O_2^-] + \gamma_2 [Y^-]; \quad (1)$$

\* При  $\varepsilon = 0$  рассматриваемая схема совпадает (в части, касающейся отрицательных ионов) с известной упрощенной моделью Митра и Роуз [3].

$$\frac{d[O_2^-]}{dt} = \beta N - (\kappa + \gamma_1 + \alpha_i M)[O_2^-] + \varepsilon[Y^-]; \quad (2)$$

$$\frac{d[Y^-]}{dt} = \kappa[O_2^-] - (\gamma_2 + \varepsilon + \alpha_i M)[Y^-]; \quad (3)$$

$$N + [O_2^-] + [Y^-] = M. \quad (4)$$

Здесь  $Q$  — функция ионообразования,  $M$  — концентрация положительных ионов,  $\alpha_e$  — коэффициент рекомбинации электронов с этими ионами (по порядку величины равный  $10^{-5} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ ) и  $\alpha_i$  — коэффициент взаимной нейтрализации ионов ( $\alpha_i = 10^{-7} \text{ см}^{-3} / \text{с}^{-1}$ ).

Процесс образования первичных ионов  $O_2^-$  известен достаточно хорошо. Его скорость для температур  $D$ -области может быть представлена зависимостью [4, 5]

$$\beta_0(T) = 1,4 \cdot 10^{-29} [O_2]^2 \frac{300}{T} \exp\left(-\frac{600}{T}\right) \quad (5)$$

и, следовательно, изменяется в значительных пределах, следуя за вариациями температуры и плотности атмосферы. При повышении электронной температуры

$$\beta(T_e) = \beta_0(T) \frac{T}{T_e} \exp\left(\frac{700}{T} - \frac{700}{T_e}\right), \quad (6)$$

откуда

$$\Delta\beta/\beta \simeq a(\Delta T_e/T_e), \quad (7)$$

где значение  $a$  близко к  $a=2$  для  $T_e=230^\circ$ .

Скорость отлипания электронов от ионов  $O_2^-$  определяется концентрациями атомарного и возбужденного кислорода, а также скоростью фотоотлипания  $\gamma_p$  [6],

$$\gamma_1 = 2,5 \cdot 10^{-10} [O] + 2 \cdot 10^{-10} [O_2(\Delta g)] + \gamma_p. \quad (8)$$

В соответствии с моделями высотного распределения  $[O]$  и  $[O_2(\Delta g)]$  (см., например, [7-9]) значения  $\gamma_1$  на высотах 60—70 км составляют около  $5 \div 10 \text{ с}^{-1}$ . Величины эффективных скоростей  $\kappa$ ,  $\gamma_2$  и  $\varepsilon$  будут обсуждены ниже при сопоставлении с результатами экспериментов. Отметим лишь, что в схеме Митра—Роуэ значения  $\kappa$  уменьшаются с высотой от  $130 \text{ с}^{-1}$  на  $h=50 \text{ км}$  до  $0,1 \text{ с}^{-1}$  на  $h=80 \text{ км}$ , а величина  $\gamma_2$  не определена и предположительно находится в пределах от  $0,1 \text{ с}^{-1}$  до  $4 \text{ с}^{-1}$  [5].

При нагреве электронного газа наряду с относительно быстрым перераспределением отрицательных частиц, вызванным повышением  $T_e$ , должен происходить более медленный рост концентрации электронов, обусловленный температурной зависимостью коэффициента рекомбинации  $\alpha_e$  электронов с положительными ионами [10],

$$\alpha_e(T_e) = \alpha_{e0}(T_e/T)^{-b}. \quad (9)$$

Существенная разница в характерных временах этих двух процессов позволяет рассматривать их последовательно. Используя систему (1)—(4), можно показать, что малые изменения концентрации электронов в первом приближении носят экспоненциальный характер с временем релаксации

$$\tau = \frac{\beta + \kappa + \varepsilon + \gamma_1 + \gamma_2}{\beta(\kappa + \varepsilon + \gamma_2) + \gamma_1(\gamma_2 + \varepsilon) + \kappa\gamma_2} \quad (10)$$

и относительным уменьшением электронной концентрации после окончания переходного процесса в виде

$$\frac{\Delta N}{N} = -\frac{\Delta\beta}{\beta} \frac{\lambda}{1+\lambda} = -a \frac{\lambda}{1+\lambda} \frac{\Delta T_e}{T_e}. \quad (11)$$

Здесь  $\lambda$  — отношение числа отрицательных ионов к числу электронов, равное

$$\lambda = \frac{\beta(\kappa + \varepsilon + \gamma_2)}{\gamma_1(\gamma_2 + \varepsilon) + \kappa\gamma_2}. \quad (12)$$

При выводе соотношений (10)—(12) учтено, что  $\alpha_i M \ll \beta, \kappa, \varepsilon, \gamma_1, \gamma_2$ .

Для определения изменений в концентрации электронов после завершения второго (рекомбинационного) этапа нагрева удобно воспользоваться известным соотношением

$$Q = (1+\lambda)(\alpha_e + \lambda\alpha_i)N^2. \quad (13)$$

Это соотношение нарушается при нагреве как за счет роста скорости прилипания  $\beta$ , так и за счет уменьшения коэффициента рекомбинации  $\alpha_e$ . Из (13) легко найти, что концентрация электронов до нагрева  $N_0$  связана с окончательной концентрацией  $N$  выражением

$$\begin{aligned} \frac{N_0^2 - N^2}{N_0^2} &= \frac{\Delta\alpha_e}{\alpha_e} \frac{1}{1 + \lambda\alpha_i/\alpha_e} + \frac{\Delta\beta}{\beta} \left( \frac{\lambda}{1+\lambda} + \frac{\lambda\alpha_i}{\alpha_e + \lambda\alpha_i} \right) + \\ &+ \frac{\lambda}{1+\lambda} \frac{\Delta\beta}{\beta} \left( \frac{\Delta\alpha}{\alpha} \frac{\alpha_e}{\alpha_e + \lambda\alpha_i} + \frac{\Delta\beta}{\rho} \frac{\lambda\alpha_i}{\alpha_e + \lambda\alpha_i} \right). \end{aligned} \quad (14)$$

Учитывая малость возмущений, выражения (9) и (11), а также условие  $\alpha_i \ll \alpha_e$ , приближенно получаем

$$\frac{\Delta N}{N} \approx -\frac{1}{2} \left( \frac{\Delta\alpha}{\alpha} + \frac{\Delta\beta}{\beta} \frac{\lambda}{1+\lambda} \right) = \frac{1}{2} \left( b - a \frac{\lambda}{1+\lambda} \right) \frac{\Delta T_e}{T_e}. \quad (15)$$

Величину относительного приращения электронной температуры можно оценить по соотношению [10]

$$\Delta T/T = E^2/E_p^2, \quad (16)$$

где  $E$  — амплитуда радиоволны и  $E_p$  — характерное плазменное поле. Детальные расчеты повышения температуры электронов при прохождении мощных радиоволн через ионосферу изложены в [11, 12].

В стоячих волнах, образованных отражением радиоизлучения от ионосферы, образуется температурная «решетка»

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{E_1 E_2}{E_p^2} \cos 2Kh \sim \frac{PG \exp(-L_0)}{E_p^2 h(2h_0 - h)} \cos 2Kh, \quad (17)$$

где  $E_1$  и  $E_2$  — амплитуды падающей и отраженной радиоволн,  $K$  — волновой вектор,  $P$  — мощность источника излучения,  $G$  — коэффициент усиления антенны,  $h_0$  — высота отражения и  $L_0$  — интегральная величина поглощения радиоволн при их прохождении до уровня отражения и обратно. Подставляя (17) в (11), получаем для этой «решетки» ИПН

$$\frac{\Delta N}{N} \sim \frac{a\lambda PG \exp(-L_0)}{(1+\lambda)E_p^2 h(2h_0 - h)} \cos 2Kh. \quad (18)$$

В рассматриваемых экспериментах нагрев проводился с помощью передатчика, излучавшего необыкновенную компоненту на частоте 5,75 МГц с эквивалентной мощностью  $PG$  порядка 20 МВт. При величине поглощения  $L_0 = 10$  дБ такой источник возмущения создавал ИПН с максимальными значениями  $\Delta T_e/T_e \leq (2 \div 3) \cdot 10^{-2}$  и  $\Delta N/N \leq 5 \cdot 10^{-2}$ .

В ряде случаев использовался также передатчик, работавший на частоте 3 МГц с  $PG=1,5$  МВт. В сеансах наблюдений обычно применялся периодический режим нагрева в течение 4—10 с и паузы примерно такой же продолжительности. Диагностика ИПН осуществлялась установкой для исследования ионосферы методом частичных отражений. Обратное рассеяние радиоволн от ИПН происходило при совпадении частот возмущающего и пробного передатчиков. При этом высотная зависимость амплитуды пробных сигналов определялась выражением

$$A(h) \sim R(h) \frac{\sqrt{P_n G_n}}{2h} \exp(-L), \quad (19)$$

где  $P_n$  — мощность пробного передатчика,  $G_n$  — КНД антенны,  $R$  — коэффициент отражения от решетки ИПН (пропорциональный  $\Delta N$ ) и  $L$  — интегральное поглощение радиоволн до высоты  $h$  и обратно. Зондирование пробными сигналами проводилось с частотой повторения 50 Гц при длительности импульсов 50 мкс. В отдельных сеансах длительность импульсов была равна 100 мкс. Процесс релаксации  $A(t)$  регистрировался на самописце одновременно для нескольких высот.

Примеры записей  $A(t)$  приведены в [1]. Время релаксации  $\tau$  определялось по уменьшению амплитуды сигнала в  $e \simeq 2,72$  раза. Заметим, что из-за глубоких флуктуаций амплитуды  $E_2$  отраженной от ионосферы мощной волны величины  $\Delta N/N$  в ИПН и, соответственно, уровень регистрируемого сигнала испытывали сильные колебания в течение сеанса наблюдений. Обрабатывались лишь достаточно хорошие записи с относительно большим уровнем сигнала. Ошибки в нахождении  $\tau$  в большинстве случаев не превышали 10—20%. Эксперименты велись в отдельные дни разных сезонов года. Сеансы наблюдений продолжались от нескольких минут до нескольких часов. Сигналы, обратно рассеянные неоднородностями, уверенно регистрировались летом в утренние и вечерние часы суток. Их амплитуда была при этом меньше уровня зеркально отраженного сигнала на 50—80 дБ. В другие сезоны года сигналы наблюдались менее регулярно. Всего в 1980—1983 гг. получены сведения относительно времени релаксации для 44 дней, в том числе 15 летних, 9 осенних, 17 зимних и 3 дней в марте месяце.

**2. Результаты экспериментов.** Эксперименты обнаружили, как и ожидалось, наличие систематических высотных и сезонных изменений во времени  $\tau$  релаксации ИПН. Вместе с тем были получены практически непрерывные вариации  $\tau$  с временными масштабами от нескольких минут до нескольких часов. Примеры кратковременных колебаний представлены на рис. 1, на котором кривыми 1, 2, 3 и 4 показаны результаты пятиминутных измерений  $\tau$  соответственно на высотах 57, 62, 67 и 72 км. Нагрев в данном случае производился через каждые 9 с. Были обработаны, как и в другие сеансы, записи лишь с относительно большим уровнем сигнала. Из рис. 1 видно, что вариации  $\tau$  захватывают все высоты, но более резко выражены в области  $h > 62$  км.

Рассмотрим вначале усредненные по сеансам наблюдений значения времени релаксации  $\bar{\tau}$ . На рис. 2а—в приведены высотные зависимости  $\bar{\tau}(h)$  отдельно для каждого из пятнадцати летних (с мая по август) экспериментов. В табл. 1 указаны даты и время сеансов, высоты  $h$  в километрах, число измерений  $n$  на данной высоте и средние значения  $\bar{\tau}$  в секундах. Порядковый номер в таблице соответствует номерам кривых на рис. 2а—в. В подавляющем большинстве случаев (рис. 2а, б) время релаксации увеличивалось с высотой до значений  $\bar{\tau} \sim 0,75$  с. В трех сеансах (рис. 2в) был отмечен более медленный рост  $\bar{\tau}(h)$  с максимальными значениями, не превышающими 0,45—0,5 с. Рассматривая рис. 2а, б, видим, что мы имеем дело фактически с одной и той же зависимостью  $\bar{\tau}(h)$ , но несколько сдвинутой в ту или иную

сторону по высоте для разных дней наблюдений. Такие сдвиги можно, по-видимому, объяснить отклонениями параметров атмосферы (и в первую очередь давления) от средних сезонных величин. Совместив кривые рис. 2а, б переносом по высоте с медианными (пунктирными) линиями, получаем единый массив результатов измерений  $\tau(h)$ , отвечающий типичным условиям летнего периода года (кружки на рис. 3).

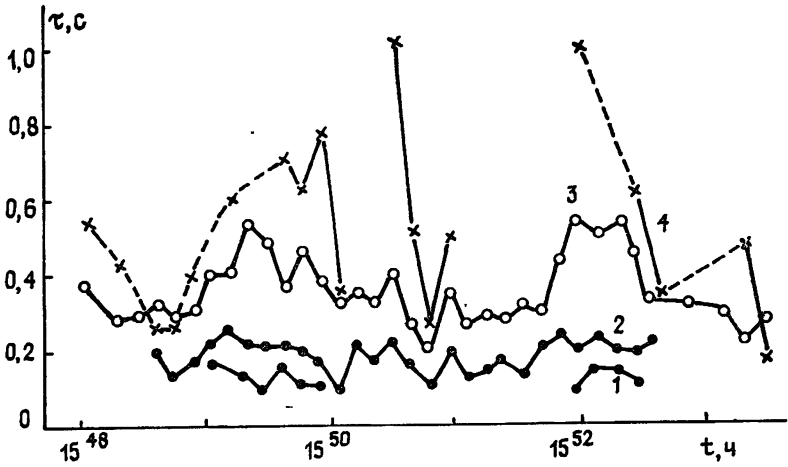


Рис. 1.

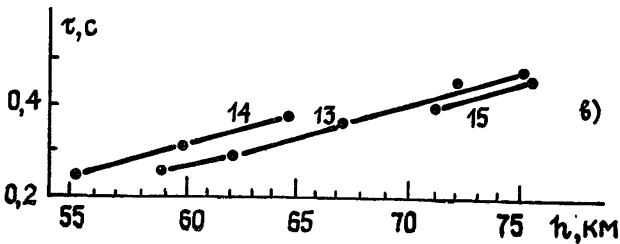
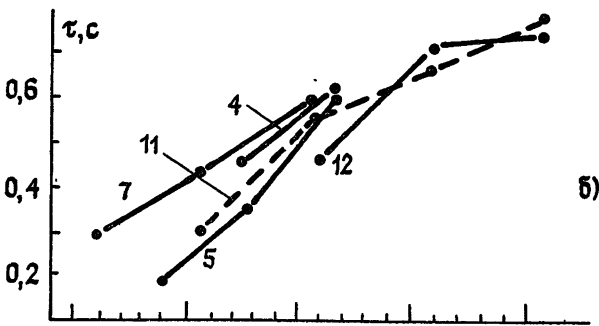
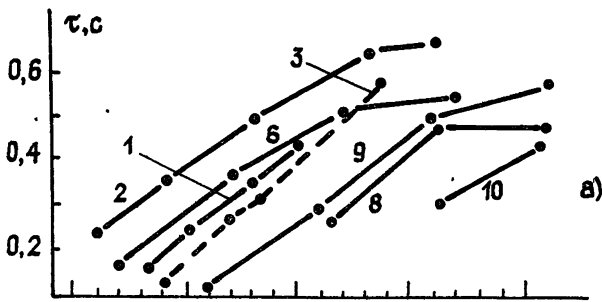


Рис. 2.

В табл. 2 приведены даты, время сеансов, высоты  $h$ , число измерений  $n$  и значения  $\bar{\tau}$  для 17 зимних дней. На рис. 4 кружками для соответствующих высот отмечены усредненные по всем этим зимним дням величины  $\bar{\tau}$ , а также указан разброс средних значений  $\bar{\tau}$ . Для сопоставления с летней зависимостью  $\bar{\tau}(h)$  на рис. 4 повторена кривая 1 из рис. 3. Крестиками даны результаты измерений  $\bar{\tau}$  15 октября 1980 г. Хорошо заметны отличия между летними и зимними результатами: зимой диапазон определения  $\tau$  по высоте сместился вниз, а значения  $\tau$  в области высот 60÷70 км оказались существенно меньше летних. Измерения 15.10.1980 г. (крестики) являются примером переходной от лета к зиме зависимости  $\bar{\tau}(h)$ .

Кратковременные колебания  $\tau$  большей или меньшей амплитуды регистрировались во всех сеансах наблюдений. На рис. 5 в качестве типичного примера показаны гистограммы  $\tau$  для четырех высот, построенные по результатам измерений 3.09.1980 г. Минимальные величины  $\tau$  в этот день опускались до 0,1—0,15 с, а максимальные достигали 0,3 с на  $h=57$  км и 1 с на  $h=72$  км. Наиболее вероятные значения  $\tau$  были близки к средним. На рис. 3 крестиками обозначены предельные (минимальные и максимальные) значения  $\tau$  для тех же 12 летних сеансов, для которых построена зависимость  $\bar{\tau}(h)$  (кружки на рис. 2). Как видно из рис. 3, в ряде случаев предельные времена релаксации отличались от средних более чем в два раза. Кривой 2 на рис. 4 представлена огибающая максимальных значений  $\tau$  для зимних месяцев. Минимальные  $\tau$  зимой на всех высотах опускались до значений порядка и даже ниже 0,1 с.

**3. Сопоставление с расчетами.** Время релаксации выражено в (10) через пять скоростей процессов, из которых  $\beta$  и  $\gamma_1$  заданы соотношениями (5) и (8). Для описания экспериментальных данных достаточно, вообще говоря, лишь двух других скоростей. В модели Митра—Роуэ, как уже упоминалось выше,  $\varepsilon=0$ , а  $\kappa$  зависит от плотности атмосферы, уменьшаясь от  $130 \text{ с}^{-1}$  на  $h=50$  км до  $0,1 \text{ с}^{-1}$  на  $h=80$  км. Для этой модели на высотах более 70 км, где  $\beta$  и  $\kappa$  малы по сравнению с  $\gamma_1=(5\div 10) \text{ с}^{-1}$ , время релаксации определяется в основном значениями  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$ :

$$\tau \simeq (\gamma_1 + \gamma_2) / \gamma_1 \gamma_2. \quad (20)$$

С понижением высоты роль  $\beta$  и  $\kappa$  увеличивается и в пределе, на крайне низких высотах,

$$\tau \simeq (\beta + \kappa) / \beta \kappa. \quad (21)$$

Из (20) следует, что летом при  $\tau=(0,7\div 0,75) \text{ с}$  и  $\gamma_1=(5\div 10) \text{ с}^{-1}$  наиболее вероятные значения  $\gamma_2$  на больших высотах равны  $\gamma_2 = (1,5\div 1,8) \text{ с}^{-1}$ . Исходя из этих величин  $\gamma_2$ , в табл. 3 приведены расчетные ( $\tau_p$ ) и экспериментальные времена релаксации на всех высотах. Значения  $\beta$  вычислены для модели CIRA-72. Как видно из таблицы, в диапазоне  $h \leq 60$  км  $\tau_p < \bar{\tau}$  и для их совпадения требуется уменьшить примерно в полтора раза либо  $\gamma_2$ , либо  $\kappa$ . Аналогичным образом в табл. 3 приведены расчетные и экспериментальные времена релаксации для зимнего периода года. Для модели Митра—Роуэ в области 60—70 км наблюдается вполне удовлетворительное соответствие  $\tau_p$  и  $\bar{\tau}$  при  $\gamma_2=5 \text{ с}^{-1}$ , но на высотах  $h \leq 55$  км потребовалось уменьшение  $\gamma_2$  до  $1\div 3 \text{ с}^{-1}$  при одновременном уменьшении  $\kappa$  по сравнению с модельными значениями.

Наряду с моделью Митра—Роуэ были рассмотрены возможности описания экспериментальных данных с применением независимых от высоты эффективных скоростей процессов  $\kappa$ ,  $\varepsilon$  и  $\gamma_2$ . При  $\varepsilon=0$  близкое соответствие  $\tau_p$  и  $\bar{\tau}$  было получено для  $\kappa=10 \text{ с}^{-1}$ ,  $\gamma_2 \simeq 1,5 \text{ с}^{-1}$  летом и  $\gamma_2=4 \text{ с}^{-1}$  зимой (см. табл. 3). При малых  $\gamma_2 \simeq 0,3 \text{ с}^{-1}$  хорошие совпадения модельных и экспериментальных величин  $\tau$  появляются для  $\kappa=(5\div 10) \text{ с}^{-1}$  и  $\varepsilon=(3\div 10) \text{ с}^{-1}$ . На рис. 3 кривой 1 представлена

расчетная зависимость  $\tau(h)$  для летних месяцев года ( $\kappa=10 \text{ с}^{-1}$ ;  $\gamma_1=7 \text{ с}^{-1}$ ;  $\varepsilon=3 \text{ с}^{-1}$ ), а на рис. 4 кривой 3 — аналогичная зависимость для зимних месяцев ( $\kappa=\gamma_1=\varepsilon=10 \text{ с}^{-1}$ ). На этом же рисунке кривой 4 дан пример зависимости  $\tau_p(h)$  для переходного от лета к зиме периода года ( $\kappa=\varepsilon=5 \text{ с}^{-1}$ ,  $\gamma_1=7 \text{ с}^{-1}$ , значения  $\beta$  взяты равными зимним). Отметим, что такие же величины скоростей  $\kappa=\varepsilon=5 \text{ с}^{-1}$  и  $\gamma_1=7 \text{ с}^{-1}$ , но при летних значениях  $\beta$ , достаточно хорошо соответствуют  $\bar{\tau}(h)$  для группы летних дней, показанных на рис. 2в.

Важной особенностью релаксации ИПН являются обнаруженные на опыте кратковременные колебания  $\tau$  с предельными значениями, отличающимися в отдельных случаях от  $\bar{\tau}$  в два с лишним раза. Несомненно, что эти колебания вызываются динамическими факторами, примером которых могут служить изменения давления и температуры воздуха, возникающие при прохождении и диссипации акустико-гравитационных волн. Уместно в этой связи напомнить о том, что скорости ряда процессов с участием отрицательных ионов имеют весьма резкую зависимость от температуры [13]. В рассматриваемой упрощенной схеме процессов (1)—(4) разумно объяснять кратковременные колебания  $\tau$  в первую очередь вариациями скоростей  $\varepsilon$ ,  $\kappa$  и  $\gamma_2$ , поскольку быстрые изменения  $\beta$  и  $\gamma_1$  почти на порядок величины менее вероятны.

В модели Митра—Роуз в этом случае изменения  $\gamma_2$  на больших высотах должны происходить летом примерно в пределах от 0,5 до  $10 \text{ с}^{-1}$  и зимой — от 1,5 до  $20\text{--}30 \text{ с}^{-1}$ , а изменения  $\kappa$  на низких высотах — от нескольких единиц до нескольких десятков обратных секунд. Введение независимых от высоты значений  $\kappa \approx 10 \text{ с}^{-1}$  несколько уменьшает вариации  $\gamma_2$  на больших высотах. На рис. 3 представлены расчетные зависимости  $\tau_p(h)$  в предположении, что кратковременные колебания  $\tau$  обусловлены исключительно вариациями  $\varepsilon$  при постоянных значениях  $\kappa=10 \text{ с}^{-1}$ ,  $\gamma_1=(7\div 10) \text{ с}^{-1}$  и  $\gamma_2=0,25 \text{ с}^{-1}$ . Кривая 1 построена для  $\varepsilon=3 \text{ с}^{-1}$ , кривая 2 — для  $\varepsilon=10 \text{ с}^{-1}$  и кривые 3 и 4 — для предельно больших и предельно малых значений  $\varepsilon$ . Судя по рис. 3, весь массив экспериментальных  $\tau$  полностью укладывается в рамки расчетных кривых. Вместе с тем видно, что выше 65 км максимальные  $\tau$  не достигают предельных расчетных значений. Последнее можно объяснить ускорением процесса релаксации  $A(t)$  при  $\tau \geq 1 \text{ с}$  турбулентным разрушением решетки ИПН [14, 15].

Таким образом, сопоставление измеренных времен релаксации ИПН с расчетными позволило найти неизвестные величины эффективных скоростей преобразований отрицательных ионов для нескольких вариантов упрощенной схемы процессов. Это, в свою очередь, дало возможность определить по выражению (12) исключительно важный параметр нижней части D-области ионосферы — отношение  $\lambda$  числа отрицательных ионов к числу электронов. В табл. 4 приведены наиболее вероятные значения  $\lambda$  для трех рассмотренных выше моделей. Величины скоростей процессов в таблице даны в обратных секундах. Отметим, что для всех моделей значения  $\lambda$  совпадают друг с другом, за исключением модели Митра—Роуз, для которой на высотах 70—75 км имеется отклонение  $\lambda$  в меньшую сторону. В целом наиболее вероятные  $\lambda$  летом изменяются от  $\lambda \sim 20$  на  $h=50 \text{ км}$  до  $\lambda \sim 0,03$  на  $h=75 \text{ км}$ . Зимние значения  $\lambda$  оказались меньше летних в 5—7 раз.

Отметим, что по абсолютной величине полученные значения  $\lambda$  оказались в несколько раз меньшими по сравнению с последними литературными данными. Так, например, согласно расчетам, проведенным по детальным схемам процессов [18],  $\lambda=1$  днем на высотах 67—71 км, в то время как в настоящей работе  $\lambda=1$  днем в летнее время на  $h=64 \text{ км}$ . Вполне возможно, что эти количественные отличия обусловлены особенностями применения упрощенной схемы процессов.

В соответствии с быстрыми вариациями скоростей процессов происходят аналогичные изменения  $\lambda$  с предельными значениями, отличающимися от наиболее вероятных в 2—4 раза.

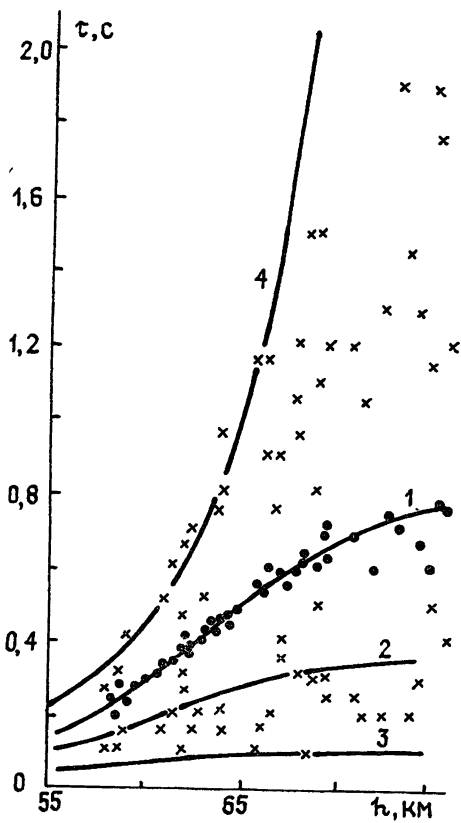


Рис. 3.

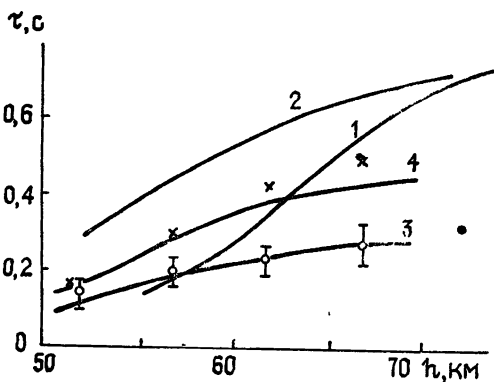


Рис. 4.

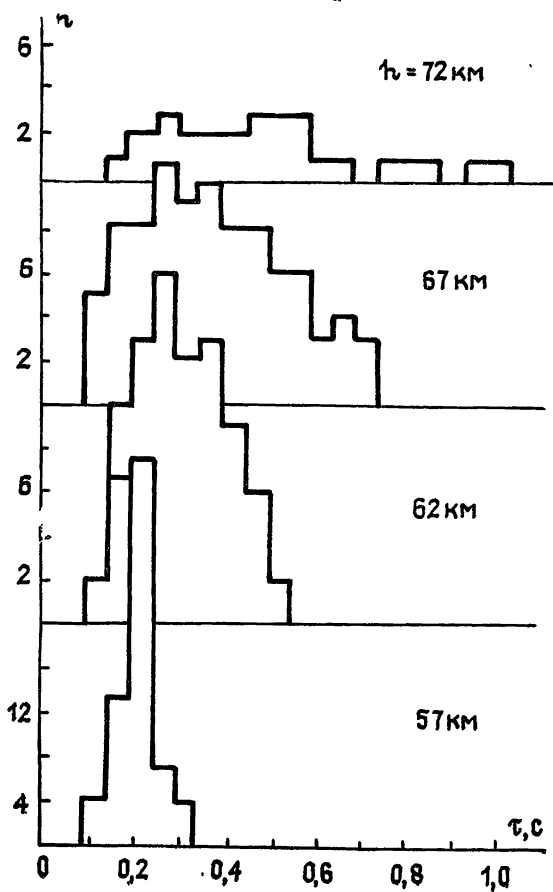


Рис. 5.



Таблица 1

№	Дата	Время (часы, минуты)	Высота, $h$			Среднее значение $\bar{\tau}$			Число измерений, $n$					
			$h$	$n$	$\bar{\tau}$	$h$	$n$	$\bar{\tau}$	$h$	$n$	$\bar{\tau}$	$h$	$n$	$\bar{\tau}$
1	22.05.80	19.15—19.18	58	2	0,27	60	3	0,35	63	3	0,45	65	3	0,53
2	28.05.80	13.00—14.30	59	4	0,45	63	9	0,59	68	4	0,75	71	4	0,78
3	12.06.80	15,50—19.00	59	3	0,22	62, 63	9	0,39	69	9	0,69	—	—	—
4	18.06.80	17.00—19.30	—	—	—	62, 63	28	0,44	67	33	0,63	—	—	—
5	15.07.80	15.10—16.40	59	99	0,19	63	153	0,36	67	102	0,61	—	—	—
6	26.05.81	8.45—10.00	57	42	0,27	62	88	0,46	67	85	0,62	72	33	0,65
7	31.07.81	7.17— 7.29	56	15	0,27	61	15	0,43	66	15	0,60	—	—	—
8	21.05.82	14.00—14.40	—	—	—	66	33	0,37	71	66	0,58	76	58	0,58
9	25.05.82	9.00— 9.55	61	9	0,22	66	48	0,40	71	54	0,61	76	32	0,70
10	31.05.83	11.05—11.20	—	—	—	—	—	—	71	20	0,41	76	18	0,56
11	02.06.83	8.53— 9.47	61	24	0,30	66	37	0,51	71	43	0,68	76	18	0,78
12	07.06.83	13.35—15.30	—	—	—	66	79	0,46	71	94	0,72	76	151	0,76
13	06.06.80	4.00— 5.25	59	3	0,25	62	15	0,28	67	24	0,36	72	11	0,44
14	01.08.81	6.14— 6.26	56	15	0,24	61	15	0,31	66	15	0,37	—	—	—
15	27.05.83	9.20— 9.30	—	—	—	—	—	—	71	17	0,39	76	20	0,46



Таблица 3

h	Лето					Зима				
	$\bar{\tau}$	$\beta$	Модель M-P		Модель $\kappa = 10$ $\gamma_2 = 1,5$	$\tau$	$\beta$	Модель M-P		Модель $\kappa = 10$ $\gamma_2 = 4$
			$\kappa$	$\tau_p$				$\kappa$	$\tau_p$	
75	0,75	0,08	0,3	0,67—0,84	0,70	—	—	—	—	—
70	0,68	0,35	1	0,63—0,74	0,64	0,30	0,15	0,5—1	0,29—0,38	0,29—0,31
65	0,50	1,5	3,5	0,5—0,6	0,46—0,49	0,26	0,5	2—3,5	0,26—0,32	0,27—0,28
60	0,28	5,2	14 10 14	0,23—0,26 0,27—0,30 0,26—0,30 ( $\gamma_2 = 1$ )	0,3	0,22	1,7	7—14	0,2—0,23	0,25
57—58	0,15—0,20 0,20	10	30	0,12—0,14	0,19—0,22	0,20	3	14—20	0,16—0,18	0,22
55	—	17	40	0,09	0,13	0,18	5,5	20—40 20—40	0,12—0,14 0,15—0,18 ( $\gamma_2 = 3$ )	0,18
52—53	—	—	—	—	—	0,15	10	20—60 20—40 20—40	0,09—0,11 0,1—0,14 ( $\gamma_2 = 3$ ) 0,13—0,18 ( $\gamma_2 = 1$ )	0,15

Таблица 4

h, км	Лето			Зима		
	Модель М-Р	$\kappa=10, \gamma_2=1,5$	$\kappa=10, \varepsilon=3$	Модель М-Р	$\kappa=10, \gamma_2=4$	$\kappa=10, \varepsilon=10$
	$\gamma_2=1,5$ (1) $\gamma_1=5 \div 10$	$\varepsilon=0$ $\gamma_1=5 \div 10$	$\gamma_1=7$ $\gamma_2=0,25$	$\gamma_2=5$ (3) $\gamma_1=5 \div 10$	$\varepsilon=0$ $\gamma_1=5 \div 10$	$\gamma_2=0$ $\gamma_1=5 \div 10$
75	0,009—0,017	0,029—0,039	0,039			
70	0,053—0,096	0,13—0,18	0,18	0,015—0,03	0,026—0,035	0,03—0,06
65	0,37—0,59	0,68—0,77	0,77	0,063—0,10	0,088—0,11	0,10—0,20
60	2,24—2,83	2,0—2,66	2,69	0,27—0,34	0,3—0,4	0,34—0,68
55	9,4—10,5	6,5—8,68	8,70	1,0—1,4	0,96—1,28	1,1—2,2
50	25—39	15,3—20,4	20,5	4—7	3,5—4,7	4—8

Основную причину изменений  $\lambda$  при переходе от лета к зиме следует искать в понижении давления атмосферы, вызывающем уменьшение  $\beta$  (и соответственно  $\lambda$ ) примерно в 3,5 раза. Дополнительное уменьшение в 1,5—2 раза обусловлено изменением других скоростей процессов. Вариации  $\lambda$  от одного дня к другому также в первую очередь могут быть объяснены через  $\beta$  отклонениями атмосферных параметров (давления и температуры) от средних значений. В кратковременных колебаниях  $\lambda$ , происходящих, по всей видимости, из-за влияния акустико-гравитационных волн на параметры атмосферы, преобладающую роль играют, вероятно, резкие зависимости ряда других скоростей преобразований отрицательных ионов от температуры.

В целом результаты проведенных экспериментов подтверждают наличие сильного метеорологического влияния на состояние  $D$ -области ионосферы [16, 17].

Проведенные эксперименты по релаксации ИПН показали очень большую динамичность в поведении нижней части  $D$ -области ионосферы, содержащей отрицательные ионы. Наряду со значительными сезонными изменениями и относительно медленными вариациями от одного дня к другому были обнаружены весьма существенные колебания скоростей преобразований отрицательных частиц с характерными временами от нескольких минут до нескольких часов. В процессе этих кратковременных колебаний происходят практически непрерывные изменения концентрации отрицательных ионов и электронов. Из сопоставления экспериментальных времен релаксации ИПН с расчетными, полученными на основе упрощенной схемы преобразований отрицательных частиц, определено отношение числа отрицательных ионов к числу электронов  $\lambda$ . Наиболее вероятные значения  $\lambda$  в летний период года, вычисленные путем такого сопоставления, уменьшаются от 8—10 на высоте 55 км до  $\lambda \sim 0,03$  на высоте 75 км. Зимние величины  $\lambda$  оказались в 5—7 раз меньше летних. В процессе кратковременных колебаний  $\lambda$  может достигать значений, отличающихся в 2—4 раза от наиболее вероятных.

Еще раз отметим, что в настоящей работе использована упрощенная схема процессов, не учитывающая сложный состав отрицательных ионов, имеющих разные времена жизни. Поэтому найденные значения  $\lambda$  являются, по-видимому, нижней границей реальных значений.

Авторы выражают благодарность С. А. Дмитриеву, Л. М. Ёлхиной, Н. С. Тагуновой, Г. И. Тёриной за помощь при проведении экспериментов и обработке полученных данных, а также В. А. Власкову, Н. В. Смирновой и А. Д. Данилову за обсуждение результатов и ценные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Дмитриев С. А., Тёрина Г. И.—Изв. вузов—Радиофизика, 1981, 24, № 7, с. 905.
2. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Тёрина Г. И. Тезисы докладов XIII Всесоюзной конференции по распространению радиоволн.—М.: Наука, 1981, с. 24.
4. Месси Г. Отрицательные ионы.—М.: Мир, 1979.
3. Mitra A. P., Rowe J. N.—J. Atm. Terr. Phys., 1972, 34, № 5, p. 795.
5. Tomko A. A., Ferraro A. J., Lee H. S., Mitra A. P.—J. Atm. Terr. Phys., 1980, 42, № 3, p. 275.
6. Данилов А. Д., Власов М. Н. Фотохимия ионизованных и возбужденных частиц в нижней ионосфере.—Л.: Гидрометеоздат, 1973.
7. Гинзбург Э. И., Задорожный А. М. Статья депонирована в ВИНТИ, рег. № 1935-81.
8. Shimazaki T., Laird A. R.—Radio Sci., 1972, 7, № 1, p. 23.
9. Kepeshea T. J., Zimmerman S. J., Philbrick C. R.—Planetary and Space Sci., 1979, 27, № 4, p. 385.
10. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере.—М.: Наука, 1973.
11. Иткина М. А., Кротова З. Н.—Изв. вузов—Радиофизика, 1981, 24, № 4, с. 415.
12. Иткина М. А., Котик Д. С., Кротова З. Н., Поляков С. В., Рапопорт В. О. Препринт НИРФИ, № 162.—Горький, 1983.

13. Смирнова Н. В., Власков В. А. Препринт ПГИ 82-3-17. — Апатиты, 1982.
14. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Дмитриев С. А., Тёрина Г. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 4, с. 504.
15. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Мареев Е. А., Тёрина Г. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 5, с. 625.
16. Данилов А. Д. Фотохимия области Д. — Сб.: Ионосферные исследования. — М.: Радио и связь, 1981, № 34, с. 6.
17. Данилов А. Д., Ледомская С. Ю. — Сб.: Ионосферные исследования. — М.: Радио и связь, 1982, № 32, с. 78.
18. Thomas L., Bowman M. R. — J. Atm. Terr. Phys., 1985, 47, № 6; p. 547.

Научно-исследовательский  
радиофизический институт

Поступила в редакцию  
22 мая 1985 г.,  
после доработки  
25 декабря 1985 г.

## INVESTIGATION OF THE LOWER *D*-REGION OF THE IONOSPHERE BY ARTIFICIAL PERIODIC IRREGULARITIES

*V. V. Belikovich, E. A. Benediktov*

The results are presented for measurements of relaxation times of artificial periodic irregularities (API) in the lower *D*-region of the ionosphere. API occur in a standing wave field of a powerful radiation due to the temperature dependence of the attachment rate of electrons to neutral molecules. The experiments show the presence of seasonal, diurnal, and short-time variations of the ionosphere parameters with the characteristic times from several minutes up to several hours. From the comparison of the experimental relaxation times of API with the calculated ones obtained on the basis of a simplified model of negative particle transformation the ratio of the number of negative ions to the number of electrons  $\lambda$  has been defined. The most probable value of  $\lambda$  decreases in summer from 8—10 at the height of 55 km to 0.03 at the height of 75 km. The winter values of  $\lambda$  are by a factor of 5—7 smaller than the summer ones.