

УДК 551.510.535

ОБРАЗОВАНИЕ ИСКУССТВЕННЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ В D -ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ С УЧЕТОМ ПРОЦЕССОВ ПРИЛИПАНИЯ И РЕКОМБИНАЦИИ

В. В. Беликович, С. В. Разин

На основе решения линеаризованной системы уравнений баланса ионизации для плазмы, состоящей из электронов, положительных и отрицательных ионов, найдены изменения концентраций частиц, возникающие в поле стоячей радиоволны за счет температурных зависимостей скоростей прилипания и рекомбинации электронов.

В работе [1] приведены экспериментальные данные, показывающие, что в нижней части области D под действием поля стоячей радиоволны образуются искусственные периодические неоднородности (ИПН) плазмы с характерным временем релаксации 0,1—1,0 с. Там же было отмечено, что основной причиной образования неоднородностей является температурная зависимость коэффициента прилипания электронов к молекулярному кислороду, а время их жизни τ определяется величиной $\tau = (\beta + \gamma)^{-1}$, где β и γ — соответственно коэффициенты прилипания электронов к молекулярному кислороду и отлипания от отрицательных ионов. Необходимо отметить, что формула для возмущений электронной концентрации в ИПН, приведенная в [1] без вывода, получена при учете только одного сорта отрицательных ионов O_2^- и в пренебрежении рекомбинацией. В то же время в нижней части области D присутствует значительное количество разнообразных отрицательных ионов. Более сложные схемы с их участием численно рассматривались, например, в [2] и [3], однако численное рассмотрение не обладает достаточной наглядностью и не раскрывает роль различных составляющих в ионосферных процессах. Настоящая работа ставит своей целью теоретически рассмотреть влияние рекомбинации наряду с прилипанием на процессы образования ИПН.

1. Теоретический анализ. Будем считать плазму трехкомпонентной (электроны, положительные и отрицательные ионы), пренебрежем процессами переноса, которые не существенны для ИПН на высотах ниже 80 км. В этом случае поведение плазмы можно описывать следующей системой уравнений баланса ионизации, к которой присоединено уравнение квазинейтральности:

$$\frac{dN}{dt} = Q - \alpha NM - \beta N + \gamma M^-; \quad (1)$$

$$\frac{dM}{dt} = Q - \alpha NM - \alpha_i MM^-; \quad (2)$$

$$\frac{dM^-}{dt} = \beta N - \gamma M^- - \alpha_i MM^-; \quad (3)$$

$$N + M^- = M. \quad (4)$$

Здесь N , M , M^- — концентрация электронов, положительных и отрицательных ионов соответственно, Q — функция ионообразования, α и α_i —

эффективный коэффициент рекомбинации электронов и ионов соответственно. Приведенная система уравнений избыточна, поэтому можно отбросить одно уравнение, например (3), и с помощью (4) исключить из рассмотрения M^- , после чего получим систему двух дифференциальных уравнений первого порядка:

$$\frac{dN}{dt} = Q - \alpha NM - (\beta + \gamma)N + \gamma M; \quad (5)$$

$$\frac{dM}{dt} = Q - (\alpha - \alpha_i)NM - \alpha_i M^2. \quad (6)$$

Полученная система нелинейна, и ее решение может быть найдено только численными методами или приближенно, например, путем линеаризации. Отметим, что в стационарном состоянии ($dN/dt = dM/dt = 0$) уравнения (5) и (6) позволяют получить следующие соотношения (см., например, [4]):

$$N_0 = M_0 \frac{\gamma + \alpha_i M_0}{\beta + \gamma + \alpha_i M_0} \simeq M_0 \frac{\gamma}{\beta + \gamma}; \quad (7)$$

$$\lambda = \frac{M_0^-}{N_0} = \frac{\beta}{\gamma + \alpha_i M_0} \simeq \frac{\beta}{\gamma}. \quad (8)$$

Заметим, что условие $\alpha_i M_0 \ll \gamma$ почти всегда выполняется в дневной ионосфере, и в этом случае можно приближенно принять

$$M_0 \simeq \sqrt{\frac{Q(\beta + \gamma)}{\alpha_i \beta + \alpha \gamma}}. \quad (9)$$

При включении высокочастотного поля происходит быстрый ($\tau \leq 10^{-3} \text{ с}$) нагрев электронов, при этом скорости прилипания и рекомбинации электронов получают приращения $\Delta\beta$ и $-\Delta\alpha$. Считая отношения $\Delta\beta/\beta$ и $\Delta\alpha/\alpha$ малыми величинами и пренебрегая членами второго порядка малости, получим линеаризованные уравнения для $n = N - N_0$ и $m = M - M_0$:

$$\frac{dn}{dt} = -An + Bm - C + G, \quad \frac{dm}{dt} = -Dn - Em + G. \quad (10)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$A = \beta + \gamma + \alpha M_0, \quad B = \gamma - \alpha N_0 = \frac{\gamma[\beta + \gamma - (\alpha - \alpha_i)M_0] - \alpha \alpha_i M_0^2}{\beta + \gamma + \alpha_i M_0},$$

$$C = \Delta\beta N_0 = \Delta\beta M_0 \frac{\gamma + \alpha_i M_0}{\beta + \gamma + \alpha_i M_0}, \quad G = \Delta\alpha M_0 N_0 = \Delta\alpha M_0^2 \frac{\gamma + \alpha_i M_0}{\beta + \gamma + \alpha_i M_0}, \quad (11)$$

$$D = (\alpha - \alpha_i) M_0,$$

$$E = 2\alpha_i M_0 + (\alpha - \alpha_i) N_0 = \alpha_i M_0 \frac{2\beta + \gamma(1 + (\alpha/\alpha_i)) + (\alpha + \alpha_i) M_0}{\beta + \gamma + \alpha_i M_0}.$$

Заметим, что вторые выражения в (11) получены с учетом точного соотношения (7).

Решение системы (10) с нулевыми начальными условиями при включении нагрева имеет вид (см., например, [5])

$$\begin{aligned} n(t) &= n_1(1 - e^{-at}) + n_2(1 - e^{-bt}), \\ m(t) &= m_1(1 - e^{-at}) + m_2(1 - e^{-bt}). \end{aligned} \quad (12)$$

При выключении нагрева переходные процессы описываются выражениями

$$n(t) = n_1 e^{-at} + n_2 e^{-bt}, \quad m(t) = m_1 e^{-at} + m_2 e^{-bt}, \quad (12a)$$

t отсчитывается от момента включения.

Прямой подстановкой (12a) в (10) легко найти a и b :

$$a = \frac{1}{2} [A + E + \sqrt{(A-E)^2 - 4BD}], \quad b = \frac{1}{2} [A + E - \sqrt{(A-E)^2 - 4BD}]. \quad (13)$$

Из системы уравнений (10) для начального момента времени $t=0$ ($n=m=0$) и для $t \rightarrow \infty$ ($dn/dt = dm/dt = 0$) определяются величины $n_{1,2}$ и $m_{1,2}$:

$$n_{1,2} = \frac{\pm [-CE + G(E+B)] [A - E \pm \sqrt{(A-E)^2 - 4BD}] \mp 2B [CD + G(A-D)]}{2(AE + BD) \sqrt{(A-E)^2 - 4BD}}; \quad (14)$$

$$m_{1,2} = \quad (15)$$

$$= \frac{\pm 2D [-CE + G(E+B)] \mp [A - E \mp \sqrt{(A-E)^2 - 4BD}] [CD + G(A-D)]}{2(AE + BD) \sqrt{(A-E)^2 - 4BD}}.$$

Как видно из (13) — (15), полученные выражения достаточно громоздки. Подставляя в них соотношения (11), учтем малость величин $\alpha_i M$, αM_0 , $\Delta \alpha M_0^2$ по сравнению с γ , а также выполнение неравенства $4BD \ll (A-E)^2$, в первом приближении получим

$$a = \beta + \gamma + \alpha M_0 \left[1 - \frac{\gamma}{\beta + \gamma} \left(1 - \frac{\alpha_i}{\alpha} \right) \right] \approx \beta + \gamma; \quad (16)$$

$$b = 2\alpha_i M_0 \frac{\beta + \frac{\alpha}{\alpha_i} \gamma + \frac{1}{2} M_0 \left[\alpha + \alpha_i + \frac{\gamma(\alpha - \alpha_i)}{\beta + \gamma} \right]}{\beta + \gamma + \alpha_i M_0} \approx 2M_0 \frac{\alpha_i \beta + \alpha \gamma}{\beta + \gamma}; \quad (17)$$

$$n_1 = - \frac{\Delta \beta N_0}{\beta + \gamma}; \quad (18)$$

$$n_2 = \frac{N_0}{2} \left[\frac{\Delta \beta (\alpha - \alpha_i) \gamma}{(\beta + \gamma) (\alpha_i \beta + \alpha \gamma)} + \frac{\Delta \alpha \gamma}{\alpha_i \beta + \alpha \gamma} \right]; \quad (19)$$

$$m_1 = - \frac{\Delta \beta N_0 (\alpha - \alpha_i) M_0}{(\beta + \gamma)^2} = n_1 \frac{(\alpha - \alpha_i) M_0}{\beta + \gamma}; \quad (20)$$

$$m_2 = n_2 \frac{\beta + \gamma}{\gamma}. \quad (21)$$

Из (16) и (17) видно, что процесс установления имеет два характерных времени: первое, $\tau_a = a^{-1} \approx (\beta + \gamma)^{-1}$, связано с процессами прилипания и отлипания и, как будет видно из численных оценок, относительно мало; второе, $\tau_b = b^{-1} \approx \left(2M_0 \frac{\alpha_i \beta + \alpha \gamma}{\beta + \gamma} \right)^{-1}$, обусловлено процессами рекомбинации и относительно велико. Заметим, что (17) хорошо передает два предельных случая: 1) если $\alpha_i \beta \gg \alpha \gamma$, то $\tau_b = (2\alpha_i M_0)^{-1}$ — электронов мало и превалирует ион-ионная рекомбинация, 2) если $\alpha \gamma \gg \alpha_i \beta$, то $\tau_b = (2\alpha M_0)^{-1}$ — отрицательных ионов мало и превалирует электрон-ионная рекомбинация. Коэффициенты n_1 и m_1 , стоящие при экспоненте с малым временем релаксации, не содержат возмущения $\Delta \alpha$, что вполне понятно, поскольку изменения коэффицици-

ента рекомбинации приводят к большим (рекомбинационным) временам релаксации. Заметим, что согласно численным оценкам, приведенным ниже, m_1 примерно на 2—4 порядка меньше n_1 и обращается в нуль, если $\alpha = \alpha_i$. С физической точки зрения это вполне естественно, поскольку уравнение (2) вообще не содержит членов, связанных с прилипанием, и изменения m должны происходить только с рекомбинационным временем, поэтому отличие m_1 от нуля обусловлено приближениями, сделанными при расчете. Коэффициенты n_2 и m_2 описывают возмущения, связанные с рекомбинацией. Они имеют два слагаемых, обусловленных возмущениями $\Delta\beta$ и $\Delta\alpha$. Оба возмущения действуют в одну сторону и вызывают увеличение концентрации электронов и положительных ионов.

2. Численные оценки. Первоначально напомним о величинах коэффициентов, входящих в решения (16) — (21). Например, согласно [6], $\alpha = 10^{-5} \div 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ и $\alpha(T) = \alpha_0 (T/T_0)^\eta$, где $\eta \approx -1$, максимальное значение учитывает наличие ионов — связок, имеющих высокие скорости рекомбинации*, $\alpha_i = 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$. Прилипание электронов к молекулам кислорода происходит при тройных соударениях, при этом в качестве третьего тела может быть молекула кислорода или азота. Коэффициент прилипания хорошо измерен в лабораторных опытах, и его описывают формулой [2, 7]

$$\beta(T) = (1,4 \cdot 10^{-29} [\text{O}_2]^2 + 7 \cdot 10^{-31} [\text{O}_2] [\text{N}_2]) \frac{300}{T} \exp\left(-\frac{600}{T}\right), \quad (22)$$

где $[\text{O}_2]$ и $[\text{N}_2]$ — концентрации кислорода и азота соответственно. Учитывая, что состав воздуха постоянен, а температура на интересующих нас высотах составляет около 240 К, можно аппроксимировать (22) более простым выражением:

$$\beta(T) = 1,72 \cdot 10^{-30} [\text{O}_2]^2 (T/240)^\eta, \quad (22a)$$

где $\eta = 1,6^{**}$.

Наиболее интенсивные процессы отлипания, по современным представлениям, обусловлены взаимодействием отрицательных ионов с атомным кислородом и возбужденными молекулами кислорода в состоянии $^1\Delta_g$. Скорости обеих реакций почти одинаковы [9], $k_{\text{отл}} = 10^{-10} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$. Концентрации $[\text{O}]$ и $[\text{O}_2(^1\Delta_g)]$ известны плохо, но имеют величину около 10^{10} см^{-3} , сильно зависящую от высоты. Величина фотоотлипания обычно принимается не зависящей от высоты и равной $0,3 \text{ с}^{-1}$. В [2] принята суммарная скорость отлипания на высотах 60—70 км, равная 5. Поскольку в шестиионной модели, использованной в [2], имеются еще другие стабильные отрицательные ионы, также вносящие свой вклад в отлипание, то в нашем случае разумно принять в качестве ориентировочной величины $\gamma = 2$. Следует заметить, однако, что такое значение γ приводит к модели низкого λ со значением $\lambda = 1$ на высоте 60 км. Для расчета β по формуле (22a) температура и плотность воздуха и кислорода взяты из модели CIRA-72 для весеннего равноденствия на широте 60° . Для $N(h)$ взята модель [10] для полуденных часов весеннего равноденствия, $\alpha(h)$ — согласно [11].

Для оценок амплитуды нагрева электронов в периодических неоднородностях можно воспользоваться формулой [12]

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{\sigma E_1 E_2}{\delta \nu} = \frac{2e^2 E_1 E_2}{3m_e k \delta [(\omega \pm \omega_H)^2 + \nu^2]}, \quad (23)$$

* В [3] с учетом теплового разрушения связок приводятся очень высокие значения показателя $\eta \approx -20$, однако если такая резкая зависимость α от температуры существует, то, вероятно, она обусловлена температурой ионов и нейтралов, которая практически не меняется под действием мощной радиоволны.

** Разложение (22a) в ряд позволяет получить выражение $\beta(T) \approx \beta(T_0) \times \left[1 + \left(\frac{600}{T_0} - 1\right) \frac{\Delta T}{T}\right]$, что при $T_0 = 240 \text{ К}$ эквивалентно $\eta = 1,5$; прямая аппроксимация экспериментальных данных, приведенных в [8], приводит к $\eta = 1,6$.

Таблица 1

h , км	T , К	$\rho_{\text{возд}}$, г/см ³	$[O_2]$, см ⁻³	β , с ⁻¹	N_0 , см ⁻³	$\lambda = M_0^- / N_0$	M_0^- , см ⁻³	M_0 , см ⁻³	α , см ³ с ⁻¹
50	261	$90 \cdot 10^{-8}$	3,99 10^{15}	$2,32 \cdot 10^1$	$7 \cdot 10^0$	11,6	81,2	88,2	$3 \cdot 10^{-6}$
55	257	$479 \cdot 10^{-9}$	$2,12 \cdot 10^{15}$	$6,73 \cdot 10^0$	$1,3 \cdot 10^1$	3,36	43,7	56,7	$3 \cdot 10^{-6}$
60	245	$258 \cdot 10^{-9}$	$1,14 \cdot 10^{15}$	$1,95 \cdot 10^0$	$2,56 \cdot 10^1$	0,98	25,1	50,7	$3 \cdot 10^{-6}$
65	234	$134 \cdot 10^{-9}$	$5,93 \cdot 10^{14}$	$5,27 \cdot 10^{-1}$	$5,33 \cdot 10^1$	0,26	13,9	67,2	$3 \cdot 10^{-6}$
70	226	$668 \cdot 10^{-10}$	$2,96 \cdot 10^{14}$	$1,31 \cdot 10^{-1}$	$1,25 \cdot 10^2$	6,5 10^{-2}	8,1	133,1	$3 \cdot 10^{-6}$
75	219	$325 \cdot 10^{-10}$	$1,44 \cdot 10^{14}$	$3,1 \cdot 10^{-2}$	$2,58 \cdot 10^2$	$1,5 \cdot 10^{-2}$	3,9	261,9	$1 \cdot 10^{-6}$
80	211	$155 \cdot 10^{-10}$	$6,87 \cdot 10^{13}$	$7,08 \cdot 10^{-3}$	$3,7 \cdot 10^2$	$3,5 \cdot 10^{-3}$	1,3	371,3	$3 \cdot 10^{-6}$
85	202	$724 \cdot 10^{-11}$	$3,21 \cdot 10^{13}$	$1,54 \cdot 10^{-3}$	$3,55 \cdot 10^3$	$7,7 \cdot 10^{-4}$	2,73	$3,55 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^{-6}$
90	196	$323 \cdot 10^{-11}$	$1,43 \cdot 10^{13}$	$3,06 \cdot 10^{-4}$	$9,54 \cdot 10^3$	$1,53 \cdot 10^{-4}$	1,46	$9,54 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^{-7}$
95	199	$136 \cdot 10^{-11}$	$6,03 \cdot 10^{12}$	$5,45 \cdot 10^{-5}$	$2,15 \cdot 10^4$	$2,73 \cdot 10^{-5}$	0,6	$2,15 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^{-7}$

Таблица 2

h , км	$n_1 T / \Delta T$, см ⁻³	$n_2 T / \Delta T$, см ⁻³	$m_1 T / \Delta T$, см ⁻³	$m_2 T / \Delta T$, см ⁻³	$n_1 T / N_0 \Delta T$	$n_2 T / N_0 \Delta T$	$m_2 T / M_0 \Delta T$	τ_a , с	τ_b , мин	$\tau_{\text{такс}}$, с
50	-9,7	$4,65 + 3,4$	$-1 \cdot 10^{-3}$	$58,6 + 42,84$	-1,38	1,15	1,15	0,04	38,3	$0,1 - 0,15$
55	-15	$7,4 + 6,44$	$-2,9 \cdot 10^{-3}$	$32,56 + 28,34$	-1,15	1,06	1,06	0,11	21,4	$0,35 - 0,4$
60	-19	$9,5 + 12,8$	$-7,3 \cdot 10^{-3}$	$18,7 + 25,2$	-0,74	0,87	0,87	0,25	10,8	$0,7 - 0,8$
65	-16,7	$8,36 + 26,6$	$-13,3 \cdot 10^{-3}$	$10,6 + 33,5$	-0,31	0,66	0,66	0,4	5,2	$0,55 - 0,6$
70	-11,4	$5,7 + 62,5$	$-21,4 \cdot 10^{-3}$	$6,1 + 68,75$	-0,09	0,54	0,54	0,47	2,2	
75	-5,7	$2,9 + 129$	$-7,35 \cdot 10^{-3}$	$2,94 + 130,9$	-0,02	0,51	0,51	0,49	3,2	
80		185		180		0,5	0,5		7,5	
85		1770		1770		0,5	0,5		2,3	
90		4770		4770		0,5	0,5		2,8	
95		10750		10750		0,5	0,5		1,3	

где E_1 и E_2 — амплитуды напряженности поля в падающей и отраженной волне соответственно, m_e — масса электрона, k — постоянная Больцмана. Мы, однако, не будем привязываться к конкретным мощностям передатчиков и поэтому приведем оценки величин параметров в отношении к $\Delta T/T$. Значения параметров атмосферы и ионосферы, необходимые для дальнейших оценок, приведены в табл. 1.

Отметим, что формулы (16) — (21) получены в предположении $\beta > \alpha N_0$, поэтому на высотах более 75 км, где это неравенство нарушается, они дают неверный результат. В этом случае нужно непосредственно использовать уравнения (5) и (6), из которых получается

$$n_1 = m_1 = 0, \quad n_2 = m_2 = \frac{\Delta \alpha N_0}{2\alpha}, \quad \tau_b = (2\alpha N_0)^{-1}. \quad (24)$$

На основе данных, приведенных в табл. 1, рассчитаны значения величин $n_1 T/\Delta T$ и $m_1 T/\Delta T$, $n_2 T/\Delta T$ и $m_2 T/\Delta T$, τ_a и τ_b , а также относительные возмущения $n_1 T/N_0 \Delta T$, $n_2 T/N_0 \Delta T$ и $m_2 T/M_0 \Delta T$. Результаты расчетов приведены в табл. 2.

Для значений n_2 и m_2 до высоты 80 км даны две величины, связанные с возмущением $\Delta \beta$ и $\Delta \alpha$ отдельно. Начиная с 80 км возмущения, связанные с $\Delta \beta$, становятся несущественными и поэтому не приводятся. Как видно из табл. 2, максимальная величина $n_1 T/\Delta T$ отмечается на высоте 60 км, а $n_2 T/\Delta T$ растет непрерывно с высотой вслед за изменением $N(h)$. Относительные изменения концентрации максимальны на низких высотах и уменьшаются с высотой. Следует обратить также внимание на существенное различие времен τ_a и τ_b . Если первое не превышает одной секунды, то второе лежит в пределах от 1 до 40 мин, постепенно уменьшаясь с высотой. Локальный максимум τ_b на высоте 80 км обусловлен несоответствием моделей $N(h)$ и $\alpha(h)$. В частности, последняя значительно сглажена и не передает уступ, который наблюдается в $N(h)$ на этой высоте. Заметим, что большие переходные времена τ_b наблюдать на низких высотах в эксперименте пока не удастся. Во-первых, обычно возмущающий передатчик работает короткими циклами 5—10 с, и за это время рекомбинационные процессы не успевают существенно нарушиться, во-вторых, если нагрев и длится достаточно долго, то созданию ИПН с такими временами препятствуют динамические факторы. Среди них отметим такие, как горизонтальный ветер, выносящий за несколько минут плазму из области воздействия, турбулентные движения в атмосфере и непостоянство фазы отраженной от ионосферы волны, обусловленное движением крупных неоднородностей в вышележащих областях. В заключение отметим, что приведенные численные оценки качественно хорошо согласуются с результатами эксперимента [1].

3. Проведенное рассмотрение показывает, что в линейном приближении процессы установления возмущений электронной концентрации, обусловленные рекомбинацией и прилипанием, практически не связаны и имеют существенно различные времена. Рекомбинационные времена в нижней части области D исчисляются минутами, и процессы рекомбинации несущественны для образования ИПН. Численные оценки, приведенные в работе, могут быть использованы также для определения крупномасштабных возмущений в D -области, возникающих при ее нагреве. Заметим, что для быстрых изменений концентрации электронов, обусловленных изменением коэффициента прилипания, исходная система уравнений (1) и (3) линейна, поэтому крупномасштабные и мелкомасштабные возмущения существуют не взаимодействуя.

В заключение авторы выражают благодарность Е. А. Бенедиктову и Г. И. Териной за полезные замечания при подготовке работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Дмитриев С. А., Тёрнна Г. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1981, 24, № 7, с. 905.
2. Tomko A. A., Ferrago A. J., Lee M. S., Mitra A. P. — J. Atm. Terr. Phys., 1980, 42, № 3, p. 273.
3. Смирнова Н. В., Власков В. А. Препринт ПГИ 82-3-17. — Апатиты, 1982.
4. Митра С. К. Верхняя атмосфера. — М.: ИЛ, 1955.
5. Эльсгольц Л. Э. Дифференциальные уравнения и вариационное исчисление. — М.: Наука, 1969, с. 193.
6. Данилов А. Д. Химия ионосферы. — Л.: Гидрометеоздат, 1967.
7. Месси Г. Отрицательные ионы. — М.: Мир, 1979.
8. Уиттен Р. К., Попов И. Дж. Физика нижней ионосферы. — М.: Мир, 1968.
9. Данилов А. Д., Власов М. Н. Фотохимия ионизированных и возбужденных частиц в нижней ионосфере. — Л.: Гидрометеоздат, 1973.
10. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Вяхирев В. Д., Гришкевич Л. В. Препринт НИРФИ № 171. — Горький, 1983.
11. Иткина М. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, 22, № 6, с. 777.
12. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. — М.: Наука, 1973.

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию
4 сентября 1984 г.

FORMATION OF ARTIFICIAL PERIODIC IRREGULARITIES IN *D*-REGION OF THE IONOSPHERE TAKING ACCOUNT OF STICKING AND RECOMBINATION

V. V. Belikovich, S. V. Razin

Variations of particle concentration have been found which occur in a standing wave field due to temperature dependences of sticking velocities and electron recombination. These variations are found on the basis of linearized equation system of ionization balance for a plasma consisting of electrons, positive and negative ions.

ИНФОРМАЦИЯ

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 1984 г., т. 61, вып. 4

Аннотации статей, представляющих интерес для читателей «Радиофизики»

Комиссаров С. С. Поздние стадии эволюции радиогалактик и радиогало скопления.

Рассмотрена модель радиогало скоплений галактик, согласно которой эта протяженная структура в центральной части скопления образована остатками радиогалактик, т. е. объектами, в которых прекратилась активность родительской галактики и основным фактором, влияющим на эволюцию излучения радиооблаков, являются (благодаря эффективному удержанию их от расширения тепловым давлением газа скопления) синхротронные потери и потери на обратный комптон-эффект. Качественный анализ и оценки дополняются численным моделированием. Результаты расчетов согласуются с наблюдательными данными. Исходя из общих представлений модели предсказываются особенности радиогало, доступные проверке.

Алушкинский Г. П., Топчило Н. А. Радионаблюдения захода спокойного протуберанца за край Солнца и интерпретация результатов затмения протуберанца 31 июля 1981 г.

Радионаблюдения захода спокойного протуберанца за край Солнца на волне 0,8 см позволяют определить его структуру. Хромосфера под протуберанцем не радиоизлучает: радиорadius равен оптическому. Аналогично можно интерпретировать результаты затмения 31 июля 1981 г.