

УДК 550. 388

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СВЕРХМОЩНЫХ РАДИОИМПУЛЬСОВ НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ С АТМОСФЕРОЙ И ПЛАЗМОЙ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ

Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов, В. Т. Розуменко

Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, факультет радиофизики, биомедицинской
электроники и компьютерных систем, пл. Свободы 4, Харьков, 61077, Украина

Поступила в редакцию 15 ноября 2017 г.

Приведены результаты численного моделирования возмущения температуры и концентрации электронов при воздействии на атмосферу и плазму нижней ионосферы сверхмощных радиоимпульсов наносекундной длительности различной мощности. Показано, что пробой атмосферы возникает при импульсной мощности $P \approx 0.3 - 1$ ГВт на частоте $f \approx 10$ ГГц или при $P \sim 1 - 30$ ГВт и $f \approx 1$ ГГц. Для оптимизации процесса пробоя эта мощность должна быть увеличена в десятки раз. Продemonстрировано, что на высотах 30–60 км концентрацию электронов можно увеличить на 12 порядков. Увеличение температуры электронов достигает порядка 10–100 раз. Оценены необходимые для создания искусственных ионизированных слоев значения длительности импульсов и импульсной мощности.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: атмосфера, ионосфера, пробой атмосферы, наносекундный радиоимпульс, сверхмощный радиоимпульс, численное моделирование, концентрация электронов, температура электронов

Наведено результати числового моделювання збурень температури та концентрації електронів, викликаних дією на атмосферу та плазму нижньої іоносфери надпотужних радіоімпульсів наносекундної тривалості різної потужності. Показано, що пробій атмосфери виникає за імпульсної потужності $P \approx 0.3 - 1$ ГВт на частоті $f \approx 10$ ГГц або при $P \sim 1 - 30$ ГВт і $f \approx 1$ ГГц. Для оптимізації процесу пробоя ця потужність повинна бути збільшена в десятки разів. Продemonстровано, що на висотах 30–60 км концентрацію електронів можна збільшити на 12 порядків. Збільшення температури електронів досягає порядку 10–100 разів. Оцінено необхідні для створення штучних іонізованих шарів значення тривалості імпульсів та імпульсної потужності.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: атмосфера, іоносфера, пробій атмосфери, наносекундний радіоімпульс, надпотужний радіоімпульс, числове моделювання, концентрація електронів, температура електронів

The results of numerical simulations of disturbances in the electron density and temperature arising in the atmosphere and lower ionospheric plasma from nanosecond duration radio pulses of varying super-powers are presented. An electric breakdown of the atmosphere is shown to occur when the pulse energy $P \approx 0.3 - 1$ GW at the frequency $f \approx 10$ GHz or when $P \sim 1 - 30$ GW at $f \approx 1$ GHz. In order to optimize the process of the breakdown, this power must be increased tens of times. It has been demonstrated that the electron density in the 30–60 km altitude range can be increased by 12 orders of magnitude. An increase in the electron temperature attains a factor of 10–100. The pulse durations and powers necessary for producing artificial ionized layers have been estimated.

KEY WORDS: atmosphere, ionosphere, breakdown of the atmosphere, nanosecond radio pulse, super-powerful radio pulse, numerical simulation, electron density, electron temperature

ВВЕДЕНИЕ

Воздействие мощного радиоизлучения на околоземную плазму (ионосферу и магнитосферу) занимает видное место среди активных экспериментов в геокосмосе [1 – 4]. Обширные теоретические исследования в этом направлении были проведены еще в 1950 – 1960 гг. Результаты теоретических исследований детально описаны в монографиях [1, 2], а также в целом ряде статей А. В. Гуревича и соавторов.

Систематические экспериментальные исследования эффектов воздействия излучением мощных радиоволн на околоземную плазму начались в 1961 г. в СССР и в 1970 г. в США. Они с заметной интенсивностью продолжают и в настоящее время. Большинство работ посвящено исследованию эффектов мощного радиоизлучения в верхней ионосфере (см., например, обзор [4]). В то же время наибольшие, точнее гигантские, возмущения, как продемонстрировано в [3, 5, 6], ожидаются в нижней ионосфере (на высотах $z < 100$ км). До настоящего времени не исследовались особенности воздействия на атмосферу и ионосферу сверхкоротких сверхмощных радиоимпульсов. Современные технологии позволяют получать наносекундные радиоимпульсы мощностью $\sim 1 - 10$ ГВт и более.

Целью настоящей работы является численное моделирование возмущений температуры и концентрации электронов в ионосфере, вызываемых воздействием сверхмощных радиоимпульсов наносекундной длительности на атмосферу и нижнюю ионосферу.

ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Уравнение баланса энергии электронов. Если пренебречь теплопроводностью, уравнение баланса энергии электронов может быть записано в виде [1–3]:

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} + \delta v(T_e - T_{e0}) = \frac{E^2}{E_{p0\pm}^2} \gamma T_{e0} \delta_0 v, \quad \gamma = \frac{\omega_{\pm}^2 + v_0^2}{\omega_{\pm}^2 + v^2}, \quad (1)$$

где T_e – температура электронов (индекс «0» здесь и далее означает невозмущенные условия), $\delta(T_e)$ – средняя относительная доля энергии, теряемая электроном при соударении с молекулой или ионом, $v(T_e)$ – частота соударений электронов, E – амплитуда напряженности электрического поля на заданной высоте, $E_{p0\pm}$ – плазменное поле для волн обыкновенной (O) и необыкновенной (X) поляризаций соответственно, $\omega_{\pm} = \omega \pm \omega_B$, $\omega = 2\pi f$ – частота радиоволны, $\omega_B = 2\pi f_B$ – гирочастота электронов. Выражение для плазменного поля в магнитоактивной плазме при продольном по отношению к вектору геомагнитного поля \vec{B}_0 распространении радиоволн имеет вид:

$$E_{p0\pm}^2 = \frac{3k_B T_{e0} m \delta_0 (\omega_{\pm}^2 + v_0^2)}{e^2},$$

где k_B – постоянная Больцмана, m и e – масса и заряд электрона. При квазипродольном распространении радиоволны ω_B следует заменить на «продольную составляющую» ω_B . При $\omega \gg \omega_B$ имеем $\omega_{\pm} \approx \omega$, а

$$E_{p0}^2 = \frac{3k_B T_{e0} m \delta_0 (\omega^2 + v_0^2)}{e^2}.$$

Уравнение (1) удобно записать для безразмерной температуры электронов $\theta = T_e/T_{e0}$:

$$\frac{d\theta}{dt} + \delta(\theta)v(\theta)(\theta - 1) = \gamma_{\pm}(t)\gamma(\theta)\delta_0 v(\theta), \quad \theta(0) = 1, \quad (2)$$

где $\gamma_{\pm} = E^2 / E_{p0\pm}^2$. На высотах $z < 200$ км, где преобладают соударения электронов с молекулами, согласно [1, 2], $v = v_{en} = v_0 \theta^{5/6}$. При $z < 200$ км зависимость $\delta(\theta)$, исходя из результатов работы [2], можно аппроксимировать следующим соотношением [3]:

$$\delta(\theta) \approx \delta_0 (\theta^{-4/3} + 0.014\theta + 2^{(\theta-45)/5}). \quad (3)$$

Данная зависимость, строго говоря, справедлива до значений $\theta \approx 60$. Будем считать, что она приближенно справедлива и при $\theta = 60 - 100$. При длительности радиоимпульса $\tau \gg t_{T0} = (\delta_0 v_0)^{-1}$ уравнение (2) с учетом (3) принимает стационарный вид:

$$(\theta^{-4/3} + 0.014\theta + 2^{(\theta-45)/5})(\theta - 1) = \gamma_{\pm} \gamma. \quad (5)$$

Далее уравнение (5) решается численными методами. При $\tau \ll (\delta v)^{-1}$ из (2) имеем

$$\frac{d\theta}{dt} \approx \gamma_{\pm} \gamma \delta_0 v(\theta), \quad \theta(0) = 1. \quad (6)$$

Если $\omega \gg \omega_B$, то $\gamma_{\pm} \approx E^2 / E_{p0}^2 = \gamma_0$. Если к тому же $\omega^2 \gg v^2, v_0^2$, то $\gamma \approx 1$. Решение (6) при $v = v_0 \theta^{5/6}$ дается следующим соотношением:

$$\theta \approx \left(1 + \frac{1}{6} \gamma_0 \delta_0 v_0 \tau \right)^6. \quad (7)$$

Для учета самовоздействия радиоволны уравнения (1) или (2) необходимо решать совместно с волновым уравнением или его геометрикооптическим приближением, которое имеет вид [7]

$$\frac{\partial E}{\partial t} + v_g \left(\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{E}{4\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + \frac{E}{z} + \frac{\omega}{c} \kappa(z, E) E \right) = 0, \quad \kappa = \frac{\omega_p^2 v}{2\omega(\omega_{\pm}^2 + v^2)}, \quad (8)$$

где v_g – групповая скорость волнового пакета, ε – относительная диэлектрическая проницаемость, κ – показатель поглощения радиоволны, ω_p – плазменная частота электронов, зависящая от их концентрации N . Вдали от области отражения радиоволны $\varepsilon \approx 1$ и $v_g \approx c$. Тогда уравнение (8) сводится к такому:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{E}{z} + \frac{\omega}{c} \kappa(z, E) E = 0. \quad (9)$$

В стационарном случае $\left(\frac{\partial E}{\partial t} = 0\right)$ из (9) получаем:

$$\frac{dE}{dz} + \frac{E}{z} + \frac{\omega}{c} \kappa(z, E) E = 0. \quad (10)$$

Второй член в левой части уравнения (10) описывает сферическую расходимость волны. Соотношение (10) может быть переписано так:

$$\frac{d}{dz}(Ez) + \frac{\omega}{c} \kappa(z, E)(Ez) = 0. \quad (11)$$

Уравнение баланса концентрации электронов. Главными химическими процессами в атмосфере являются ионизация молекул внешним источником (излучением Солнца, потоками высокоэнергичных частиц), ионизация мощным радиоизлучением, образование отрицательных ионов вследствие прилипания электронов к молекулам, отлипание электронов, фотоотлипание, рекомбинация электронов и отрицательных ионов с положительными ионами [2, 3, 8 – 10].

Процесс прилипания электронов к нейтральным частицам представляет практический интерес лишь на высотах до 75 км. Химия этой части атмосферы очень сложная, здесь имеют место более сотни химических реакций. Детальная фотохимическая схема взаимодействий между различными составляющими нижней ионосферы окончательно не разработана. Поэтому нами использовалась упрощенная физико-химическая схема. Эта схема включает электроны, положительные ионы и отрицательные ионы трех основных видов, скорость образования положительных ионов, скорости образования отрицательных ионов, скорости отлипания электронов от отрицательных ионов, а также коэффициенты рекомбинации электронов с ионами и положительных ионов с отрицательными ионами.

Кроме сложности химических процессов, атмосфере присущи и другие особенности. Она сильно подвержена влиянию метеорологических процессов, точнее, процессов в нейтральной атмосфере (ветров, турбулентности, перемещению акустико-гравитационных волн и т.д.). Источником ионизации является не только солнечное электромагнитное излучение, но и солнечные и галактические космические лучи, а также высыпающиеся из магнитосферы высокоэнергичные электроны. Роль последних существенно возрастает во время геокосмических бурь, а также в течение длительного времени после окончания бурь. В результате перечисленных процессов концентрации заряженных частиц могут изменяться на 2–3 порядка, превосходя даже суточные вариации.

Для моделирования нагрева и возмущения концентрации электронов необходимы невозмущенные профили концентрации электронов, температуры электронов и частоты соударений для дневного и ночного времени суток. При выборе этих профилей мы ориентировались на данные, приведенные в работах [1, 2]. Подобные профили характерны для невозмущенных условий в ионосфере.

Под действием мощных радиоимпульсов могут возникнуть нагрев плазмы и пробой атмосферы. После окончания действия радиоимпульса наблюдаются процессы релаксации возмущений T_e и N .

Упрощенное уравнение баланса концентрации электронов N имеет вид [1 – 3]:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = v_i N - \beta N - \alpha N^2, \quad N(0) = N_0, \quad (12)$$

где $v_i = v_i(E)$ – скорость ионизации радиоимпульсом, β – скорость прилипания электронов к молекулам, α – коэффициент рекомбинации. Стационарное решение (12) имеет вид: $N = (v_i - \beta) / \alpha$.

При воздействии радиоимпульсом длительностью τ при $v_i \gg \beta, \alpha N$ имеем $N(\tau) \approx N_0 e^{v_i \tau}$. Здесь $v_i \approx \sigma_m v_m N_n$, где $\sigma_m \approx 10^{-22} \text{ м}^2$ – максимальное значение сечения ионизации, $v_m \approx 6.25 \cdot 10^6 \text{ м/с}$ – значение скорости электронов, соответствующее σ_m , N_n – концентрация нейтральных частиц на высоте пробоя [10]. Пробой атмосферы начинается при $E > E_d$, где

$$E_d^2 = \frac{4m\varepsilon(\omega^2 + v_c^2)}{e^2}.$$

Здесь ε – энергия быстрого электрона, с которой начинается ионизация газа, v_c – характерная частота соударений. Согласно [10],

$$v_c = v_c(0) \frac{N_n}{N_n(0)},$$

где $v_c(0) \approx 4.6 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $N_n(0) \approx 2.7 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Нагрев электронов. Пример расчетов θ по соотношению (7) для $\tau = 10^{-9} \text{ с}$ и эффективной площади антенны $S = 10^4 \text{ м}^2$ при к.п.д. антенны, равным 0.5, приведены в табл. 1. Разумеется, нагрев электронов более чем ~100 раз невозможен. Начинают сказываться процессы, которые не учтены в уравнениях (2) и (7).

Ионизация атмосферы. Результаты расчета v_c , $v_{i\max}$ и минимальной длительности импульса пробоя τ_{\min} при $N_{\max}/N_0 = 10^{12}$ приведены в табл. 2. Пробой атмосферы при $E \approx E_d$ требует длинных импульсов. Оптимальная амплитуда напряженности $E \approx (5 - 8)E_d$ [10], а $P \approx (25 - 64)P_{\min}$.

Таблица 1. Зависимость θ от высоты и мощности радиоимпульса ($\tau = 1$ нс)

| z , км | 30 | 40 | 50 | 60 | 70 | 80 | 90 | 100 |
|---------------------------|----------------|------------------|------------------|----------------|------------------|----------------|------------------|----------------|
| v_0 , c^{-1} | $2 \cdot 10^9$ | $4.3 \cdot 10^8$ | $9.3 \cdot 10^7$ | $2 \cdot 10^7$ | $6 \cdot 10^6$ | $2 \cdot 10^6$ | $6 \cdot 10^5$ | $2 \cdot 10^6$ |
| $\delta_0 v_0$, c^{-1} | $6 \cdot 10^6$ | $1.3 \cdot 10^6$ | $2.8 \cdot 10^5$ | $6 \cdot 10^4$ | $1.8 \cdot 10^4$ | $6 \cdot 10^3$ | $1.8 \cdot 10^3$ | $6 \cdot 10^2$ |
| $P = 1$ ГВт | 12.3 | 2.3 | 1.3 | 1.08 | 1.02 | 1 | 1 | 1 |
| $P = 10$ ГВт | – | – | 8.2 | 2.1 | 1.2 | 1.04 | 1.01 | 1 |
| $P = 100$ ГВт | – | – | – | – | 4.5 | 1.5 | 1.11 | 1.04 |

Таблица 2. Зависимость концентрации нейтральных частиц, критической частоты соударений, максимальной скорости ионизации и минимальной длительности радиоимпульса от высоты пробоя атмосферы

| z , км | 30 | 40 | 50 | 60 | 70 | 80 | 90 | 100 |
|------------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|-------------------|-------------------|---------------------|-------------------|
| N_n , M^{-3} | $3.7 \cdot 10^{23}$ | $8.2 \cdot 10^{22}$ | $2.2 \cdot 10^{22}$ | $6.7 \cdot 10^{21}$ | $2 \cdot 10^{21}$ | $7 \cdot 10^{20}$ | $2.2 \cdot 10^{20}$ | $7 \cdot 10^{19}$ |
| v_c , c^{-1} | $6.3 \cdot 10^{10}$ | $1.4 \cdot 10^{10}$ | $3.7 \cdot 10^9$ | $1.1 \cdot 10^9$ | $3.4 \cdot 10^8$ | $1.2 \cdot 10^8$ | $3.7 \cdot 10^7$ | $1.2 \cdot 10^7$ |
| $v_{i\max}$, c^{-1} | $6.7 \cdot 10^{10}$ | $1.5 \cdot 10^{10}$ | $4 \cdot 10^9$ | $1.2 \cdot 10^9$ | $3.6 \cdot 10^8$ | $1.3 \cdot 10^8$ | $4 \cdot 10^7$ | $1.3 \cdot 10^7$ |
| τ_{\min} , нс | 0.41 | 1.84 | 6.9 | 23 | 77.8 | 215 | 700 | 2154 |

Результаты расчета после пробоя E_d и минимальной импульсной мощности P_{\min} приведены в табл. 3.

Таблица 3. Зависимость амплитуды напряженности электрического поля и минимальной мощности радиоимпульса, необходимых для пробоя, от высоты и частоты радиоимпульса

| z , км | | 30 | 40 | 50 | 60 | 70 | 80 | 90 | 100 |
|-----------------|------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| $f = 1$ ГГц | E_d , кВ/м | 38.5 | 9.3 | 4.5 | 4.0 | 3.8 | 3.8 | 3.8 | 3.8 |
| | P_{\min} , ГВт | 31.9 | 3.3 | 1.2 | 1.4 | 1.69 | 2.21 | 2.79 | 3.45 |
| $f = 3$ ГГц | E_d , кВ/м | 39.3 | 14.2 | 11.9 | 12 | 11.4 | 11.4 | 11.4 | 11.4 |
| | P_{\min} , ГВт | 3.7 | 0.85 | 0.94 | 1.24 | 1.69 | 2.21 | 2.79 | 3.45 |
| $f = 10$ ГГц | E_d , кВ/м | 47 | 39.9 | 39.1 | 40 | 38 | 38 | 38 | 38 |
| | P_{\min} , ГВт | 0.48 | 0.58 | 0.91 | 1.38 | 1.69 | 2.21 | 2.79 | 3.45 |

ВЫВОДЫ

1. Нагрев электронов сверхкоротким радиоимпульсом на высотах 30 – 60 км существенный уже при $\tau = 1$ нс и $P = 1$ ГВт.
2. Пробой атмосферы на высотах 30 – 60 км наступает уже при $P_{\min} = 0.3 - 1.3$ ГВт и $f \approx 10$ ГГц. При уменьшении частоты до 1 ГГц P_{\min} увеличивается до 1 – 30 ГВт.
3. Для оптимизации процесса пробоя атмосферы на высотах 30 – 60 км радиоимпульсами P_{\min} необходимо увеличить примерно в 25 – 64 раз.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гуревич А. В. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере / А. В. Гуревич, А. Б. Шварцбург. – М.: Наука, 1973. – 272 с.
2. Gurevich A. V. Nonlinear Phenomena in the Ionosphere / A. V. Gurevich. – New York, Heidelberg, Berlin: Springer. – Verlag, 1978. – 465 p.
3. Черногор Л. Ф. Физика мощного радиоизлучения в геокосмосе: монография / Л. Ф. Черногор. – Х.: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2014. – 544 с.
4. Гуревич А. В. Нелинейные явления в ионосфере / А. В. Гуревич // УФН. – 2007. – Т. 177, № 11. – С. 1145–1177.
5. Черногор Л. Ф. Возмущение ионосферы мощным непрерывным проходящим радиоизлучением: результаты численного моделирования / Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов // Радиофизика и радиоастрономия. – 2015. – Т. 20, № 1. – С. 48–63.
6. Черногор Л. Ф. Амплитудное самовоздействие мощных непрерывных проходящих радиоволн в ионосфере: результаты численного моделирования / Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов // Радиофизика и радиоастрономия. – 2015. – Т. 20, № 2. – С. 122–132.
7. Гуревич А. В. Исследование нелинейных явлений при распространении мощного радиоимпульса в нижних слоях ионосферы / А. В. Гуревич, И. С. Шлюгер // Изв. вузов. Радиофизика. – 1975. – Т. 43, № 9. – С. 1237–1260.
8. Брюнелли Б. Е. Физика ионосферы / Б. Е. Брюнелли, А. В. Намгалдзе. – М.: Наука, 1988. – 528 с.
9. Schunk R. W., Nagy A. F. Ionospheres: Physics, Plasma Physics, and Chemistry / R. W. Schunk, A. F. Nagy / Cambridge University Press, 2000. – 554 p.
10. Борисов Н. Б. Искусственная ионизированная область в атмосфере / Н. Б. Борисов, А. В. Гуревич, Г. М. Милих. – М.: ИЗМИРАН, 1985. – 184 с.