

УЧЁТ ВРЕМЕНИ ПОВТОРЕНИЯ И ЧИСЛА ИМПУЛЬСОВ ПРИ ОЦЕНКЕ ПРОБОЙНЫХ УРОВНЕЙ ПОЛЯ В АНТЕННЫХ СИСТЕМАХ СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

А. А. Волков, П. А. Трифонов

Военный учебно-научный центр Военно-воздушных сил «Военно-воздушная академия имени профессора Н. Е. Жуковского и Ю. А. Гагарина»

Поступила в редакцию 10.01.2014 г.

Аннотация: получено аналитическое выражение пробойного уровня напряжённости электрического поля в типовых антеннах сверхвысокочастотных генераторов, учитывающее время повторения и число импульсов в последовательности. Проведена оценка зависимости пробойного поля от параметров импульсной последовательности при нормальных атмосферных условиях. Дана характеристика процесса установления пробойного уровня. Показано, что максимальное пробойное поле соответствует квазиодиночному режиму генерации.

Ключевые слова: пробой воздуха, антенная система, сверхвысокочастотный генератор.

Abstract: an analytical expression for the break-down level of electric field intensity in standard microwave oscillator aeriels having regard to pulse time and pulse count in a sequence is deduced. The dependence of the break-down field on pulse sequence parameters under ordinary atmospheric conditions is assessed. A process of establishing the break-down level is discussed. The maximum break-down field is shown to comply with the quasi-single oscillation mode.

Keywords: air break-down, aerial system, microwave oscillator.

ВВЕДЕНИЕ

При решении ряда задач прикладного характера, связанных с использованием сверхвысокочастотных (СВЧ) генераторов, возникает необходимость учёта пробойных явлений в антенных системах при излучении мощного импульсного электромагнитного поля (ЭМП). Электрический пробой воздуха представляет собой естественный фактор, ограничивающий как максимальную напряжённость поля, так и диапазон длительностей импульсов, формируемых СВЧ генераторами для излучения в атмосферу [1], [2].

В печати имеются работы, касающиеся вопросов пробоя воздуха при излучении импульсного СВЧ ЭМП [1], [3]–[5], [7]–[9]. В этих работах приводятся результаты эксперимента, а также методики расчета пробойных уровней напряженности поля в зависимости от длительности импульса и параметров среды. Однако они не учитывают времени повторения и числа импульсов, которые, как отмечено в [3], оказывают влияние на величину пробойного поля. Кроме этого, зависимость условий повторного СВЧ пробоя газа от интервала между импульсами показана в [5]. Разработанные к настоящему времени генераторы мощного ЭМП могут формировать последовательности импульсов, поэтому при оценке пробойных уровней

в антенных системах возникает необходимость учёта параметров излучаемой импульсной последовательности.

Цель работы заключается в получении аналитического выражения пробойного уровня напряжённости электрического поля в антенной системе СВЧ генератора, учитывающего время повторения и число формируемых импульсов ЭМП.

Для вывода электромагнитной энергии СВЧ генераторов в атмосферу используются, как правило, рупорные антенны или антенны типа открытого конца волновода. Поэтому ниже идет речь о безэлектродном пробое в апертуре указанных типов антенн. При этом считается, что в волноводных трактах генератора обеспечены условия, предотвращающие развитие пробоя.

ОПИСАНИЕ МЕТОДИКИ ОЦЕНКИ ПРОБОЙНОГО ПОЛЯ ПРИ ДЕЙСТВИИ НА ВОЗДУШНУЮ СРЕДУ ИМПУЛЬСНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ

Критерием безэлектродного СВЧ пробоя газа считается условие, при котором плотность электронов достигает уровня образования непрозрачной электронной плазмы, называемого критическим. Этот критерий положен в основу метода определения пробойных значений импульсных СВЧ полей и имеет вид [3], [4]:

$$n_e = n_{e \text{ кр}} \quad (1)$$

где n_e — плотность электронов в газе; $n_{e \text{ кр}}$ — критическая плотность электронной плазмы.

Поведение электронной плотности в атмосфере под действием СВЧ ЭМП определяется системой уравнений кинетики ионизации [5], которая с учётом источников фоновых электронов имеет вид:

$$\frac{dn_e}{dt} = \nu_i n_e - \nu_a n_e + \nu_d n_{in} - \beta_e n_e n_{ip} + s, \quad (2a)$$

$$\frac{dn_{in}}{dt} = \nu_a n_e - \nu_d n_{in} - \beta_i n_{in} n_{ip}, \quad (2b)$$

$$\frac{dn_{ip}}{dt} = \nu_i n_e - \beta_e n_e n_{ip} - \beta_i n_{in} n_{ip} + s, \quad (2c)$$

где n_{in} , n_{ip} — концентрации отрицательных и положительных ионов; ν_i , ν_a , ν_d — частоты ионизации, прилипания и отлипания; s — скорость образования фоновых электронов в единице объёма за счёт сторонних источников ионизации; β_e , β_i — коэффициенты электрон-ионной и ион-ионной рекомбинации. В расчётах обычно полагают: $\beta_e \approx \beta_i = \beta$ [5]. Связь плотности электронов с напряжённостью электрического поля в системе уравнений (2a)–(2c) заложена через параметр ν_i [3].

При наличии внешнего СВЧ ЭМП скорость образования электронов главным образом определяется частотой ионизации: $\nu_i n_e \gg \nu_d n_{in} + s$, а скорость потерь электронов — частотой прилипания [3], [4]: $\nu_a n_e \gg \beta n_e n_{ip}$. В данном случае временную зависимость электронной концентрации можно найти путём решения только уравнения (2a):

$$n_e(t) \simeq n_e(0) e^{(\nu_i - \nu_a)t}. \quad (3)$$

где $n_e(0)$ — начальная концентрация электронов.

В отсутствие поля частота ионизации равна нулю $\nu_i = 0$, а изменение плотности электронов во времени определяется результирующим эффектом прилипания и отлипания электронов в процессе рекомбинационного распада [5]. Электронная плотность спадает до некоторого фонового уровня. При этом выполняются условия [5]: $\nu_a \gg \nu_d$, $\nu_a n_e \gg \beta n_e n_{ip}$, $\nu_a n_e \gg \beta n_{ip}^2$.

Учитывая также условие квазинейтральности электронной плазмы [5]: $n_{ip} = n_e + n_{in}$, решение системы уравнений (2а)–(2с) для плотности электронов можно представить в виде:

$$n_e(t) \simeq \frac{\nu_d}{\nu_a} n_{ip}(t) (1 - e^{-\nu_a t}) + \left(n_e(0) - \frac{s}{\nu_a} \right) e^{-\nu_a t} + \frac{s}{\nu_a}, \quad (4)$$

где функция $n_{ip}(t)$ является решением уравнения (2с) при $\nu_i = 0$:

$$n_{ip}(t) = \frac{2\sqrt{s/\beta}}{\left(1 + \frac{2\sqrt{s/\beta}}{n_{ip}(0) - \sqrt{s/\beta}}\right) e^{2\sqrt{s\beta}t} - 1} + \sqrt{s/\beta}, \quad (5)$$

$n_{ip}(0)$ — начальная концентрация положительных ионов.

Для атмосферных условий на уровне моря скорость образования фоновых электронов составляет $s \approx 10 \text{ см}^{-3}\text{с}^{-1}$ [4], а характерные значения постоянной рекомбинации и частот прилипания и отлипания имеют порядки величин, соответственно $\beta \sim 10^{-7} \text{ см}^{-3}\text{с}^{-1}$, $\nu_a \sim 10^7 \text{ с}^{-1}$, $\nu_d \sim 10^6 \text{ с}^{-1}$ [5]. Используя эти данные и формулу (5), выражение для плотности электронов в отсутствии поля можно представить в виде:

$$n_e(t) \simeq \frac{2n_0}{\left(1 + \frac{2n_0}{(\nu_d/\nu_a)n_{ip}(0) - n_0}\right) e^{\nu_\beta t} - 1} (1 - e^{-\nu_a t}) + n_e(0)e^{-\nu_a t} + n_0, \quad (6)$$

где $n_0 = (\nu_d/\nu_a) \left(\sqrt{s/\beta}\right)$ — концентрация электронов фона; $\nu_\beta = 2\beta\nu_a n_0/\nu_d$.

Если на воздух действует N импульсов СВЧ поля длительностью τ и периодом повторения T , то по окончании N -го импульса плотность электронов, согласно (3), будет равна:

$$n_{eN} \simeq n_{eN0} e^{(\nu_i - \nu_a)\tau}, \quad (7)$$

где n_{eN0} — плотность электронов в момент начала N -го импульса. Величина n_{eN0} есть уровень, до которого спадает плотность в течении интервала времени между окончанием $(N-1)$ -го импульса и началом N -го. Считая интервал между импульсами существенно превосходящим время прилипания: $T - \tau \gg 1/\nu_a \sim 10^{-7} \text{ с}$, что вполне соответствует характеристикам реальных СВЧ генераторов, величину n_{eN0} , согласно (6), можно выразить формулой:

$$n_{eN0} \simeq \frac{2n_0}{\left(1 + \frac{2n_0}{n_{e(N-1)} - n_0}\right) e^{\nu_\beta(T-\tau)} - 1} + n_0. \quad (8)$$

Использование выражения (8) в дальнейших расчётах приводит к некоторым математическим трудностям, связанных с разрешением нелинейных разностных уравнений. Поэтому здесь будет использована его кусочно-линейная аппроксимация:

$$n_{eN0} \simeq \begin{cases} n_{e(N-1)}, & T - \tau \leq \frac{1}{\nu_\beta} \ln \left(1 + \frac{2n_0}{n_{e(N-1)} - n_0}\right) \\ n_0 \frac{e^{\nu_\beta(T-\tau)} + 1}{e^{\nu_\beta(T-\tau)} - 1}, & T - \tau > \frac{1}{\nu_\beta} \ln \left(1 + \frac{2n_0}{n_{e(N-1)} - n_0}\right) \end{cases}. \quad (9)$$

Подстановка (9) в (7) и решение полученных таким образом уравнений относительно функции дискретного переменного n_{eN} даёт:

$$n_{eN} \simeq n_0 \begin{cases} e^{N(\nu_i - \nu_a)\tau}, & T - \tau \leq \frac{1}{\nu_\beta} \ln \left(\frac{e^{(N-1)(\nu_i - \nu_a)\tau} + 1}{e^{(N-1)(\nu_i - \nu_a)\tau} - 1}\right) \\ \frac{e^{\nu_\beta(T-\tau)} + 1}{e^{\nu_\beta(T-\tau)} - 1} e^{(\nu_i - \nu_a)\tau}, & T - \tau > \frac{1}{\nu_\beta} \ln \left(\frac{e^{(N-1)(\nu_i - \nu_a)\tau} + 1}{e^{(N-1)(\nu_i - \nu_a)\tau} - 1}\right) \end{cases}. \quad (10)$$

Критическое значение частоты ионизации, как следует из (10), равно:

$$\nu_i = \begin{cases} \nu_a + \frac{1}{N\tau} \ln \gamma, & T - \tau \leq T_{\beta N} \\ \nu_a + \frac{1}{\tau} \ln \gamma + \frac{1}{\tau} \ln \left(\frac{e^{\nu_\beta(T-\tau)} - 1}{e^{\nu_\beta(T-\tau)} + 1} \right), & T - \tau > T_{\beta N} \end{cases}, \quad (11)$$

где $\gamma = \frac{n_{кр}}{n_0}$; $T_{\beta N} = \frac{1}{\nu_\beta} \ln \left(\frac{\gamma^{(N-1)/N} + 1}{\gamma^{(N-1)/N-1}} \right)$.

Зависимость частоты ионизации от напряжённости электрического поля описывается достаточно громоздкими выражениями [6] и поэтому исследователи пробойных явлений в своих расчетах используют ее аппроксимацию элементарными функциями. Часто используется эмпирическая зависимость [7], [8], [9]: $\nu_i = \nu_a (E_a/E_{ст})^{5,3}$, где E_a — амплитуда напряжённости электрического поля; $E_{ст}$ — статический пробойный уровень поля. Эта формула справедлива в диапазоне $1,3E_{ст} \leq E_a \leq 3E_{ст}$. В прикладных задачах интересуют оценки пробойных уровней импульсных полей, амплитуды которых превосходят значение $3E_{ст}$. Здесь предлагается использовать другую эмпирическую зависимость, позволяющую получать приемлемые оценки частоты ионизации при изменении E_a до уровня $10E_{ст}$:

$$\nu_i = \nu_a e^{\frac{1}{b} \left(1 - \frac{E_{ст}}{E_a} \right)}, \quad (12)$$

где $b = 0.108$ — параметр аппроксимации. Формула (12) построена на основе приведенного в [7] графика зависимости $\lg(\nu_i/\nu_a)$ от $\lg(E_a/E_{ст})$ для предельного случая высоких давлений (когда круговая частота излучаемого ЭМП существенно ниже частоты столкновений электронов с молекулами воздуха).

Подстановка (12) в (11) позволяет получить аналитическое выражение пробойного уровня поля в апертуре антенны СВЧ генератора при излучении импульсной последовательности:

$$E_{имп} = \begin{cases} \frac{E_{ст}}{1 - b \ln \left(1 + \frac{\ln \gamma}{N\nu_a\tau} \right)}, & T - \tau \leq T_{\beta N}, \\ \frac{E_{ст}}{1 - b \ln \left(1 + \frac{\ln \gamma}{\nu_a\tau} + \frac{1}{\nu_a\tau} \ln \left(\frac{e^{\nu_\beta(T-\tau)} - 1}{e^{\nu_\beta(T-\tau)} + 1} \right) \right)}, & T - \tau > T_{\beta N}. \end{cases} \quad (13)$$

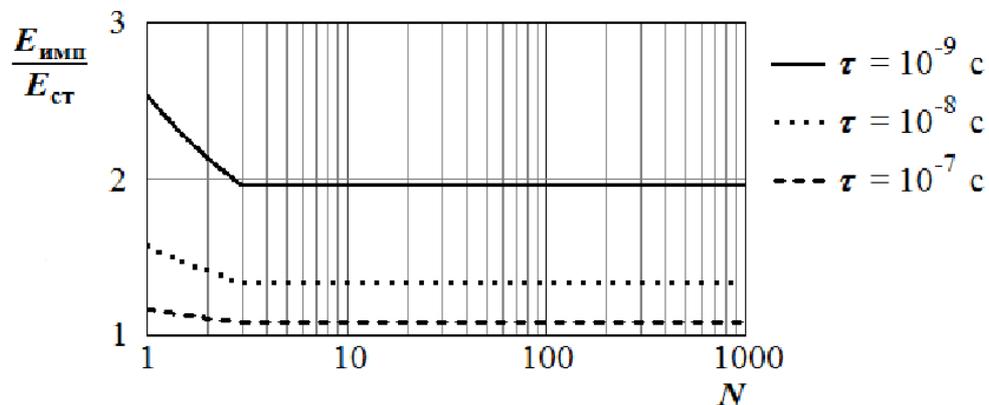
РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТА ПРОБОЙНОГО ПОЛЯ ПРИ ДЕЙСТВИИ НА ВОЗДУШНУЮ СРЕДУ ИМПУЛЬСНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ И ИХ АНАЛИЗ

Расчёт проведён для частоты ЭМП 10 ГГц и исходных данных, соответствующих нормальным атмосферным условиям [5]: $\nu_a = 7.6 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$; $\nu_d = 7.6 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$; $\beta = 10^{-7} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$; $n_{кр} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$; $n_0 = 10^3 \text{ см}^{-3}$. На рисунке 1 представлены графики зависимостей отношения $E_{имп}/E_{ст}$ от числа импульсов в последовательности для разных значений длительности импульсов и времени повторения. Графики показывают процесс установления стационарного уровня пробойного поля при увеличении числа импульсов. Длительность этого процесса, выраженная числом импульсов, согласно (13), равна:

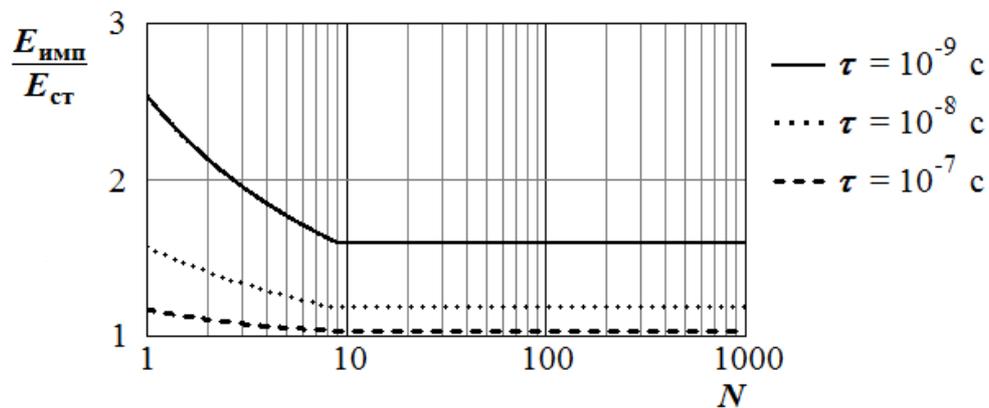
$$N_{уст} \approx \begin{cases} [\ln \gamma / (\nu_a\tau)] \quad , & T - \tau \leq \frac{1}{\nu_\beta} \ln \left(\frac{\gamma e^{-\nu_a\tau} + 1}{\gamma e^{-\nu_a\tau} - 1} \right) \\ \left[\ln \gamma / \left(\ln \gamma + \ln \left(\frac{e^{\nu_\beta(T-\tau)} - 1}{e^{\nu_\beta(T-\tau)} + 1} \right) \right) \right] \quad , & T - \tau > \frac{1}{\nu_\beta} \ln \left(\frac{\gamma e^{-\nu_a\tau} + 1}{\gamma e^{-\nu_a\tau} - 1} \right) \end{cases}, \quad (14)$$

где [...] — оператор выделения целой части числа.

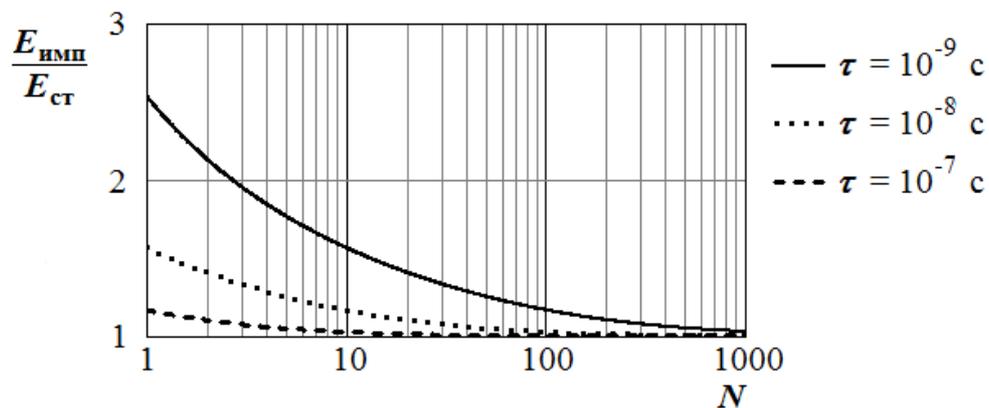
Из графиков на рисунке 1 также следует, что зависимость пробойного уровня от числа импульсов тем слабее, чем больше длительность импульсов и время повторения между ними. При $\tau > 10^{-7} \text{ с}$ учёт числа импульсов в оценке пробойного уровня даёт поправку менее 16 %.



а)



б)



в)

Рис. 1. Зависимости относительного пробойного уровня напряжённости электрического поля от числа импульсов для разных значений длительности импульсов при $T = 10^{-3}$ c (а), $T = 10^{-5}$ c (б), $T = 10^{-7}$ c (в).

Наибольшее значение пробойный уровень имеет при одиночном импульсном воздействии:

$$E_{\text{имп}} = E_{\text{ст}} / \left(1 - b \ln \left(1 + \frac{\ln \gamma}{\nu_a \tau} \right) \right). \quad (15)$$

К этому значению стремится пробойный уровень для импульсной последовательности при увеличении времени повторения. Формулу (15) можно использовать для оценки пробойного уровня в апертуре антенны при излучении квазиодиночных импульсов. Условием квазиодиночности, как следует из (13), является:

$$T - \tau > \tau_\beta, \quad (16)$$

где $\tau_\beta = 1/\nu_\beta$ – постоянная времени полного восстановления среды после пробоя. Для принятых исходных данных $\tau_\beta = 500$ с.

При $N > N_{\text{уст}}$ пробойный уровень можно оценить по формуле:

$$E_{\text{имп}} = \begin{cases} E_{\text{ст}}, & T - \tau \leq T_\beta \\ E_{\text{ст}} / \left(1 - b \ln \left(1 + \frac{\ln \gamma}{\nu_a \tau} + \frac{1}{\nu_a \tau} \ln \left(\frac{e^{\nu_\beta (T-\tau)} - 1}{e^{\nu_\beta (T-\tau)} + 1} \right) \right) \right), & T - \tau > T_\beta \end{cases}, \quad (17)$$

где $T_\beta = \frac{1}{\nu_\beta} \ln \left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \right)$ – граничный межимпульсный интервал, ниже которого среда воспринимает импульсную последовательность СВЧ ЭМП как непрерывное излучение. Для принятых исходных данных $T_\beta = 10^{-6}$ с.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, на основе приближённого решения системы уравнений кинетики электронов и ионов в атмосфере получено аналитическое выражение пробойного уровня напряжённости электрического поля в антенне СВЧ генератора, учитывающее параметры излучаемой импульсной последовательности. Проведён расчёт зависимости пробойного поля от числа импульсов для разных значений длительности импульсов и времени их повторения. В результате установлено, что указанная зависимость ослабевает при увеличении длительности импульсов и (или) времени повторения между ними. Для улучшения условий беспробойного вывода электромагнитной энергии СВЧ генератора в атмосферу следует использовать последовательности коротких импульсов с большим временем повторения. При фиксированной длительности импульсов наилучшим является использование квазиодиночного режима работы генератора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Радиоэлектронная борьба. Силовое поражение радиоэлектронных систем [Текст] / В. Д. Добыкин [и др.]; под ред. А. И. Куприянова. — М.: Вузовская книга, 2007. — 468 с.
- [2] Прищепенко, А. Б. Взрывы и волны. Взрывные источники электромагнитного излучения радиочастотного диапазона [Текст] / А.Б. Прищепенко. — М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2008. — 208 с.
- [3] Мак-Доналд, А. Сверхвысокочастотный пробой в газах [Текст] / А. Мак-Доналд. — М.: Мир, 1969. — 212 с.
- [4] Райзер, Ю. П. Основы физики газоразрядных процессов [Текст] / Ю. П. Райзер. — М.: Наука, 1980. — 416 с.
- [5] Зарин, А. С. Свободно локализованный СВЧ-разряд в воздухе [Текст] / А. С. Зарин, А. А. Кузовников, В. М. Шибков. — М.: Нефть и газ, 1996. — 204 с.
- [6] Гуревич, А. В. Нелинейная теория распространения радиоволн в атмосфере [Текст] / А. В. Гуревич, А. Б. Шварцбург. — М.: Наука, 1973. — 272 с.

[7] Гуревич, А. В. Ионизированный слой в газе (атмосфере) [Текст] / А. В. Гуревич // УФН. — 1980. — Т. 132, вып. 4. — С. 685–690.

[8] Александров, А. Ф. Ионизация воздуха в околокритическом электрическом поле [Текст] / А. Ф. Александров, В. Л. Бычков, Л. П. Грачев, И. И. Есаков, А. Ю. Ломтева // ЖТФ. — 2006. — Т. 76, вып. 3. — С. 38–43.

[9] Барашенков, В. С. Пробой воздуха в нарастающем СВЧ поле [Текст] / В. С. Барашенков, Л. П. Грачев, И. И. Есаков, Б. Ф. Костенко, В. К. Ходатаев, М. З. Юрьев // ЖТФ. — 2000. — Т. 70, вып. 10. — С. 34–39.

Волков Алексей Анатольевич, начальник лаборатории Военного учебно-научного центра Военно-воздушных сил “Военно-воздушная академия имени профессора Н.Е. Жуковского и Ю.А. Гагарина” (г. Воронеж)
E-mail: volkov_aa@autorambler.ru
Тел.: 8-906-673-67-92

Volkov Aleksey Anatolevich, chief of the laboratory from the Military Educational-Research Centre of Air Force “Air Force Academy named after professor N.E. Zhukovsky and Y.A. Gagarin” (Voronezh)
E-mail: volkov_aa@autorambler.ru
Tel.: 8-906-673-67-92

Трифонов Павел Андреевич, доктор технических наук, доцент кафедры Военного учебно-научного центра Военно-воздушных сил “Военно-воздушная академия имени профессора Н.Е. Жуковского и Ю.А. Гагарина” (г. Воронеж)
E-mail: bk_123@bk.ru
Тел.: 8-951-545-61-69

Trifonov Pavel Andreevich, doctor of technical Sciences, associate professor from the Military Educational-Research Centre of Air Force “Air Force Academy named after professor N.E. Zhukovsky and Y.A. Gagarin” (Voronezh)
E-mail: bk_123@bk.ru
Tel.: 8-951-545-61-69