# МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Известия высших учебных заведений

# РАДИОФИЗИКА

ежемесячный научно-технический журнал

Издаётся с апреля 1958 г.

Том XLVIII №9

Нижний Новгород

Содержание

Демехов А. Г., Трахтенгерц В. Ю. О динамике магнитосферного циклотронно- го КНЧ-ОНЧ мазера в режиме лампы обратной волны. І. Исходные уравнения и результаты в приближении однородного магнитного поля	9
Заборонкова Т. М., Краффт К., Кудрин А. В., Лях М. Ю. Излучение волн свистового диапазона модулированным электронным пучком в столкновительной магнитоактивной плазме при наличии дакта плотности	0
Фролов В. Л., Недзвецкий Д. И., Комраков Г. П. Особенности возбуждения ис- кусственного радиоизлучения ионосферы при наклонном воздействии на неё мощ- ной радиоволной	3
Бахметьева Н. В., Беликович В. В., Каган Л. М., Понятов А. А., Толма- чёва А. В., Келли М. К., Николлс М. Дж. Новые результаты исследования нижней ионосферы методом резонансного рассеяния радиоволн на искусственных периодических неоднородностях	7
Гуревич А. В., Зыбин К. П., Карлсон Х. С. Эффект магнитного зенита	2
Ермакова Е. Н., Котик Д. С., Собчаков Л. А., Поляков С. В., Васильев А. В., Бёзингер Т. Экспериментальные исследования распространения искусственных электромагнитных сигналов в диапазоне 0,6÷4,2 Гц	8
Караштин А. Н., Шлюгаев Ю. В., Гуревич А. В. Коротковолновое радиоизлу- чение молнии	0
<b>Трахтенгерц В. Ю., Иудин Д. И.</b> Актуальные проблемы электродинамики гро- зового облака	0

УДК 551.510+533.9

# О ДИНАМИКЕ МАГНИТОСФЕРНОГО ЦИКЛОТРОННОГО КНЧ-ОНЧ МАЗЕРА В РЕЖИМЕ ЛАМПЫ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ. І. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ В ПРИБЛИЖЕНИИ ОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

#### А. Г. Демехов, В. Ю. Трахтенгерц

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Рассмотрена нелинейная динамика абсолютной неустойчивости свистовых волн в магнитосфере Земли при наличии ступенчатой деформации на функции распределения энергичных электронов по скоростям. Развитие этой неустойчивости, означающей переход магнитосферного циклотронного мазера в режим лампы обратной волны (ЛОВ), предложено ранее в качестве механизма генерации хоровых излучений в магнитосфере. Выведены упрощённые нелинейные уравнения, описывающие динамику магнитосферной ЛОВ в предположении малого КПД взаимодействия волн и частиц. Проведено численное исследование этих уравнений, подтверждающее качественное сходство между лабораторной и магнитосферной ЛОВ и обосновывающее количественные оценки параметров хоровых излучениий.

#### ВВЕДЕНИЕ

Генерация дискретных электромагнитных излучений в космической плазме остаётся одним из явлений, природа которых вызывает дискуссии. Для естественных условий характерны распределения заряженных частиц с достаточно большим разбросом по скоростям и небольшая добротность электродинамических систем, поэтому резонансное взаимодействие частиц и волн может происходить в широком диапазоне частот и энергий. Тем не менее в природных условиях часто наблюдаются излучения с узким мгновенным спектром. Одним из наиболее известных видов таких излучений являются так называемые хоры [1–4], регистрируемые в магнитосфере Земли в КНЧ-ОНЧ диапазоне. Примеры динамических спектров хоровых излучений, зарегистрированных на Земле и на спутнике, приведены на рис. 1. Характерными свойствами этих сигналов являются их дискретный (узкополосный в каждый момент времени) спектр в виде повторяющихся коротких элементов с повышающейся во времени частотой.

Согласно общепринятому представлению хоровые излучения генерируются в магнитосфере при циклотронном резонансном взаимодействии свистовых волн с энергичными электронами. Что касается закономерностей формирования спектра хоров, то замкнутый самосогласованный сценарий этого процесса предложен сравнительно недавно [7–11]. В основу данной модели положены следующие экспериментально установленные свойства хоровых излучений:

1) их тесная связь с шумовыми излучениями типа шипений;

2) малый промежуток времени между элементами  $(T \sim 0, 1 \div 1 \text{ c})$ , который часто много меньше характерного периода баунс-осцилляций энергичных электронов в геомагнитной ловушке;

3) большой инкремент нарастания амплитуды волны ( $\gamma \sim 10^2 \text{ c}^{-1}$ ), который не удаётся объяснить в предположении кинетического характера неустойчивости при разумных значениях потоков энергичных электронов;

4) быстрый дрейф частоты  $(df/dt \sim 1 \div 10 \text{ к}\Gamma \text{ц/c});$ 

5) малый размер источника излучений по сравнению с длиной силовой трубки.

Согласно обсуждаемой модели генерация хоровых излучений происходит при формировании особенности, имеющей вид достаточно резкого перепада (ступеньки) по компоненте скорости



Рис. 1. Примеры хоровых излучений, зарегистрированных (*a*) при наземных наблюдениях (Пороярви, Финляндия, январь 1993 г. [5], длительность записи около 14 с, масштаб вертикальной оси частот около 2 кГц) и (*б*) на спутнике GEOS в 12:15 UT 21.07.1977 [6]

вдоль геомагнитного поля, на функции распределения энергичных электронов. Такая особенность возникает естественным образом в процессе циклотронной генерации шумовых излучений [12–14] и может порождать неустойчивость иного типа, во многом подобную режиму генерации волн в лампе обратной волны (ЛОВ) и развивающуюся в малой окрестности вершины геомагнитной силовой линии. Линейная теория магнитосферной ЛОВ, рассмотренная в [7, 10], позволяет определить пороговый поток энергичных электронов и инкремент неустойчивости при заданном превышении порога. Качественное рассмотрение нелинейной стадии развития неустойчивости [8] и сопоставление со статистическими свойствами хоров, наблюдавшихся на спутнике «Magion 5» [3], а также с данными спутников «Cluster», полученными непосредственно в области генерации [11], показало, что в рамках модели ЛОВ могут найти объяснение и характерная амплитуда, и дрейф частоты хоровых элементов.

Данная статья посвящена формулировке упрощённой самосогласованной системы уравнений, описывающей нелинейную динамику магнитосферной ЛОВ, и её количественному анализу в приближении однородного магнитного поля на основе численного решения этих уравнений. Показано, что основные качественные закономерности, известные для лабораторных ЛОВ (в которых начальная функция распределения электронов представляет собой пучок с малым разбросом по скоростям — «пучковые» ЛОВ), имеют место и для системы с начальной функцией распределения в виде ступеньки по продольным скоростям. В частности, продемонстрирован переход от стационарного режима генерации к режиму с периодической модуляцией амплитуды и далее к стохастической генерации по мере увеличения концентрации энергичных частиц. Подтверждены количественные оценки амплитуды и временны́х характеристик хоровых излучений, основанные на модели ЛОВ.

#### 1. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

#### 1.1. Общий вид уравнений

Рассмотрим резонансное взаимодействие квазимонохроматической необыкновенной (правополяризованной) волны, распространяющейся вдоль внешнего магнитного поля (волновой вектор  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{B}$ ), с энергичными электронами. Будем считать концентрацию этих частиц настолько малой, что их влиянием на дисперсионные свойства волны, заданные замедляющей системой (в случае магнитосферы — холодной плазмой), можно пренебречь, т. е. волна имеет правую циркулярную поляризацию. Среду считаем плавнонеоднородной на масштабе длины волны. Тогда в качестве исходных можно использовать уравнение [15, 16] для медленно меняющейся комплексной амплитуды электрического поля волны  $E(z,t) = A(z,t) \exp[i\theta(z,t)] = (E_x + iE_y) \exp(-i\omega t + ikz)$  (оси x и y лежат в плоскости, перпендикулярной **B**) и кинетическое уравнение (уравнение Лиувилля) для функции распределения электронов F:

$$\partial E/\partial t + v_{\rm g} \,\partial E/\partial z = -\alpha J,$$
(1)

$$\mathrm{d}F/\mathrm{d}t = 0,\tag{2}$$

где

$$\alpha = \frac{2\pi v_{\rm g}}{cn} , \qquad (3)$$

 $v_{\rm g}$  и  $n = kc/\omega$  — групповая скорость и коэффициент преломления волн соответственно, c — скорость света в вакууме, J — комплексная амплитуда резонансного тока, определяемая функцией распределения электронов F:

$$J = -e \int \frac{(\mathbf{v} \mathbf{E}^*)}{|E|} F d^3 \mathbf{p};$$
(4)

здесь звёздочка обозначает комплексное сопряжение, e > 0 — элементарный заряд, v — скорость электронов.

В кинетическом уравнении (2) конкретный вид полной производной dF/dt зависит от выбора независимых переменных. Для дальнейшего рассмотрения удобно полагать  $F = F(t, z, \mathbf{p}_0)$ , где  $\mathbf{p}_0$  — импульс электрона на входе в пространство взаимодействия. В этом случае  $dF/dt = \frac{\partial F}{\partial t} + v_{\parallel} \frac{\partial F}{\partial z}$ , где  $v_{\parallel}$  — продольная скорость частиц по отношению к внешнему магнитному полю.

Для полноты формулировки задачи надо привести уравнения, связывающие текущую и начальную величину импульса (уравнения движения). В переменных  $W, I, \varphi$ , где W — полная энергия частицы,  $I = p_{\perp}^2/(mB)$  — первый адиабатический инвариант, m — масса покоя электрона,  $p_{\perp}$  — величина поперечной компоненты импульса электрона,  $\varphi$  — фаза гировращения относительно «холодной» волны с частотой  $\omega$  и волновым числом k, эти уравнения имеют вид

$$\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}t} = -ev_{\perp}A\cos\psi,\tag{5a}$$

$$\frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t} = -\frac{2e}{mB} \left(1 - n\beta_{\parallel}\right) p_{\perp} A \cos\psi,\tag{56}$$

$$\frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}t} = -\Delta + \frac{e}{p_{\perp}} \left(1 - n\beta_{\parallel}\right) A \sin\psi.$$
(5B)

Здесь  $\Delta = \omega - \omega_B / \gamma - k v_{\parallel}$  — отстройка от циклотронного резонанса,  $\omega_B$  — нерелятивистская гирочастота электронов,  $\psi = \varphi - \theta$ ,  $\theta = \arg E$ ,  $\gamma = \sqrt{1 + p^2 / (mc)^2} = W / (mc^2)$ ,  $\beta_{\parallel} = v_{\parallel} / c$ .

# 1.2. Упрощение уравнений при начальной функции распределения в виде ступеньки по продольным скоростям

Абсолютная неустойчивость в системе (1), (2), (5) возможна при наличии достаточно резкого перепада на функции распределения по резонансным скоростям. Примерами таких распределений являются пучок и ступенька. Первый вариант типичен и достаточно детально изучен для лабораторных приборов [17], второй — для магнитосферы, где перепад по продольным скоростям образуется в процессе квазилинейного взаимодействия энергичных электронов с шумовыми излучениями [14, 18].

Поскольку для свистовых волн в магнитосфере Земли продольный показатель преломления  $n \gg 1$ , а характерные энергии частиц  $W \sim 5 \div 50$  кэВ, ниже будем пользоваться нерелятивистским приближением:  $\mathbf{p} = m\mathbf{v}, W = mv^2/2$ . Исходная функция распределения в виде ступеньки по продольным скоростям в центральном сечении ловушки  $v_{\parallel L} = (v^2 - IB_L)^{1/2}$  записывается следующим образом:

$$F_{0} = N_{\rm h} \left[ 1 - b + b\Theta \left( V_{*} + v_{\parallel L} \right) \right] \mathcal{F}(v_{\parallel L}, I), \tag{6}$$

где  $N_{\rm h}$  — концентрация энергичных электронов,  $\Theta(x)$  — единичная функция,  $\mathcal{F}(v_{\parallel L}, I)$  — плавная часть функции распределения, параметр b < 1 характеризует относительную высоту ступеньки,  $V_* > 0$  — модуль продольной скорости, соответствующей ступеньке.

Дальнейшее рассмотрение проведём в приближении малого КПД генератора, т.е. будем учитывать изменение продольной скорости частиц по сравнению с начальной скоростью только в слагаемых, ответственных за отстройку от резонанса, и пренебрегать влиянием этого фактора на характеристики оператора  $\partial/\partial t + v_{\parallel} \partial/\partial z$ .

При исходной функции распределения в виде ступеньки и малом КПД удобно представить функцию распределения в виде

$$F = F_0 + f. \tag{7}$$

Тогда из (2) получаем следующее уравнение для  $f(t, z, W_0, I_0, \varphi_0)$ :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_{\parallel} \frac{\partial f}{\partial z} = -\left(\frac{\mathrm{d}v_{\parallel\,L}}{\mathrm{d}t} \frac{\partial F_0}{\partial v_{\parallel L}} + \frac{\mathrm{d}I}{\mathrm{d}t} \frac{\partial F_0}{\partial I}\right)\,,\tag{8}$$

где  $v_{\parallel}^2 = v_{\parallel L}^2 - I [B(z) - B_L]$ . В правую часть основной вклад даёт большая производная на «ступеньке» (в пределе (6)  $\partial F / \partial v_{\parallel L} \propto \delta(V_* + v_{\parallel L})$ , где  $\delta(x)$  — дельта-функция Дирака). Таким образом, при малом КПД резонансный ток в основном переносится частицами с  $v_{\parallel L} \approx v_{\parallel L0} \approx \approx -V_*$ . В этом случае уравнение (8) можно проинтегрировать по  $v_{\parallel L0}$ , в результате чего, используя (5), получаем

$$\frac{\partial f_{\perp}}{\partial t} - v_* \frac{\partial f_{\perp}}{\partial z} \approx \frac{\tilde{Q}}{e} \ A \cos \psi, \tag{9}$$

где

$$f_{\perp} = \int f \, \mathrm{d}v_{\parallel} \approx \int f \, \mathrm{d}v_{\parallel 0} \,, \qquad \tilde{Q} = \frac{e^2 k_{\parallel}}{\omega} \, v_{\perp} N_{\mathrm{h}} b \mathcal{F}(v_{\parallel L}, I), \qquad v_*^2 = V_*^2 - I \, [B(z) - B_L]. \tag{10}$$

При этом резонансный ток (4) выражается формулой  $J = -e \int f_{\perp} v_{\perp} \exp(i\varphi) v_{\perp 0} \, \mathrm{d}v_{\perp 0} \, \mathrm{d}\varphi_0.$ 

Ещё одно упрощение возможно в случае малой неоднородности магнитного поля, когда на длине пространства взаимодействия в левой части (9) можно пренебречь изменением невозмущённых продольной и поперечной скоростей частиц:  $v_* \approx V_*, B \approx B_L$ . Тогда (9) можно умножить на  $v_{\perp} \approx v_{\perp 0}$  и проинтегрировать по  $I_0$ . Используя (5), получим

$$\frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial t} - V_* \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial z} \approx \frac{Q}{e} A \cos \psi, \tag{11}$$

А. Г. Демехов, В. Ю. Трахтенгерц

где

$$\tilde{\Phi} = \int v_{\perp} f \, \mathrm{d}v_{\parallel} \, v_{\perp 0} \, \mathrm{d}v_{\perp 0}, \qquad Q = \int v_{\perp} \tilde{Q} v_{\perp 0} \, \mathrm{d}v_{\perp 0}. \tag{12}$$

При этом  $J = -e \int \tilde{\Phi} \exp(i\varphi) d\varphi_0.$ 

Отметим, что  $\varphi$  зависит от  $I_0$ , поэтому, строго говоря, использовать (11) вместо (9) можно только при условии, что начальное распределение  $\mathcal{F}$  имеет достаточно узкий максимум при  $I_0 = I_* = p_{\perp*}^2/(mH)$ .

Для обезразмеривания удобно ввести следующие характерные величины амплитуды волны  $A_0$  и функции распределения по начальным фазам  $\Phi_0$ :

$$A_0 = \frac{m^2 V_*^2}{e p_{\perp *}} \, \frac{\omega}{k_L^2 l_{\rm JOB}^2} \,, \tag{13}$$

$$\Phi_0 = -A_0/(e\,\alpha_L t_{\text{JIOB}}). \tag{14}$$

Здесь  $l_{\text{ЛОВ}}$  и  $t_{\text{ЛОВ}}$  — масштабы длины и времени (их конкретные определения будут даны ниже). Запишем в безразмерных величинах окончательную систему уравнений для нерелятивистской ЛОВ с исходной функцией распределения в виде ступеньки (С-ЛОВ):

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial \tau} + u_{\rm g} \frac{\partial \epsilon}{\partial \zeta} = -j, \tag{15a}$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \tau} - \frac{\partial \Phi}{\partial \zeta} = -\frac{q}{\pi} \ a \cos \psi, \tag{156}$$

$$\frac{\partial\varphi}{\partial\tau} - \frac{\partial\varphi}{\partial\zeta} = -\delta + \frac{m^2 V_*^2}{p_{\perp\,*}^2} \, \frac{\omega t_{\rm JOB}}{k_L^2 l_{\rm JOB}^2} \left(1 - \frac{k v_{\parallel}}{\omega}\right) a \sin\psi, \tag{15b}$$

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} - \frac{\partial u}{\partial \zeta} = -(k_L V_* t_{\text{JIOB}})^{-1} a \cos \psi.$$
(15r)

Здесь

$$j = \int \Phi \exp(i\varphi) \,\mathrm{d}\varphi_0 \,, \tag{15d}$$

 $\tau = t/t_{\rm ЛОВ}, \, \zeta = z/l_{\rm ЛОВ}, \, \epsilon = a \exp(i\theta) = E/A_0, \, a = A/A_0, \, \Phi = \tilde{\Phi}/\Phi_0, \, u = (v_{\parallel} + V_*)/V_*$  — нормированное отклонение продольной скорости от скорости ступеньки,  $q = \pi Q \, t_{\rm ЛОВ}^2 \alpha_L$  — безразмерный параметр взаимодействия,  $\delta = \Delta t_{\rm ЛОВ}$  — безразмерная расстройка; остальные обозначения введены выше. Отметим, что изменение продольной скорости частиц, хотя и не учитывается в операторе  $\partial/\partial t + v_{\parallel} \, \partial/\partial z$ , играет важную роль в изменении расстройки  $\delta$ . Нелинейная часть нерелятивистской расстройки имеет вид  $\delta_{\rm NL} = kV_* t_{\rm ЛОВ} \, u$ .

В линейном приближении уравнения (156), (15в) и (15д) можно свести к одному уравнению для резонансного тока:

$$\frac{\partial j}{\partial \tau} - \frac{\partial j}{\partial \zeta} = -i\delta j - q\epsilon, \qquad (16)$$

которое вместе с (15a) составляет основу приближённой линейной теории магнитосферной ЛОВ [7, 10].

Специфика системы уравнений для C-ЛОВ заключается в уравнении (156) для возмущения функции распределения. В случае, когда распределение частиц по продольным скоростям на входе в область взаимодействия имеет вид пучка, уравнения наиболее просто записываются для

полной функции распределения F, которая сохраняется вдоль характеристик. Тогда после интегрирования по начальным продольным и поперечным импульсам получаем систему уравнений (15) для нормированных величин, где вместо  $\Phi$  надо подставить полную нормированную функцию распределения по начальным фазам, а в правой части уравнения (156) — нуль. С точностью до обозначений и нормировки такая система уравнений в соответствующих приближениях эквивалентна известной простейшей системе уравнений для лабораторной ЛОВ [17]. Эту систему уравнений можно получить, если (а) продифференцировать (15в) по  $\xi = \tau + \zeta$ , считая среду однородной и пренебрегая последним слагаемым (силовой группировкой), (б) подставить (15г) в получившееся уравнение и (в) ввести нормировку, в которой все коэффициенты в уравнениях равны единице (для этого надо выбрать соответствующие величины  $l_{\rm ЛОВ}$  и  $t_{\rm ЛОВ}$ ). Тогда управляющим параметром становится безразмерная длина системы  $\mathcal{L} \propto N_{\rm h}^{1/3}$ .

Аналогичную перенормировку можно провести и для С-ЛОВ. Отличие от «обычной» ЛОВ проявляется в том, что безразмерная длина С-ЛОВ  $\mathcal{L} \propto (bN_{\rm h})^{1/2}$ . Однако для анализа динамики хоровых излучений в качестве управляющего параметра удобно использовать величину q, пропорциональную концентрации энергичных электронов и высоте ступеньки.

#### 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЁТОВ

В этой статье рассмотрим режимы генерации в С-ЛОВ в ситуации, наиболее близкой к классической лабораторной ЛОВ, когда среду (магнитное поле и плазму) можно считать однородной. Можно ожидать, что многие качественные закономерности нелинейных режимов сохранятся и для неоднородной среды, как это имеет место в случае линейного режима [7, 10]. С другой стороны, С-ЛОВ в однородной среде пополняет набор интересных и относительно простых моделей распределённых нелинейных электронно-волновых систем.

Уравнения (15) интегрировались численно на неподвижной равномерной сетке по  $\zeta$ . Для интегрирования использовался консервативный метод решения уравнений переноса, основанный на схеме Годунова 2-го порядка с возможностью коррекции потоков. Учёт правой части осуществлялся методом предиктор—корректор. Выбор численного метода обусловлен наличием соответствующей библиотеки программ (CLAWPACK) в свободном доступе [19].

Число точек  $N_{\varphi}$  на оси начальных фаз, как правило, задавалось равным 16. Тестовые расчёты показали, что удвоение этого числа для рассмотренных вариантов не приводит к изменению результатов. Распределение по начальным фазам задавалось равномерным.

В расчётах, результаты которых приведены ниже, граничное условие для амплитуды  $\epsilon$ задавалось функцией вида

$$\epsilon(\zeta = \zeta_{\min}) = \epsilon_0 \exp[-(\tau/\tau_{in})^s] \tag{17}$$

при  $\epsilon_0 = 10^{-5}$ , s = 4,  $\tau_{\rm in} = 0.5$ . Таким образом, входная амплитуда обращается практически в нуль за время  $\tau \sim 2\tau_{\rm in}$ . Начальные условия для  $\epsilon$  задавались в виде

$$\epsilon(t=0,\zeta) = \epsilon_0. \tag{18}$$

Граничные условия для возмущения Ф функции распределения электронов задавались нулевыми:

$$\Phi_{\rm in} \equiv \Phi(\zeta = \zeta_{\rm max}) = 0. \tag{19}$$

На рис. 2 приведены зависимости амплитуды поля на выходе С-ЛОВ для нескольких значений управляющего параметра q. Здесь и далее в расчётах линейная расстройка  $\delta_* \equiv (\omega - \omega_B + + kV_*) t_{\text{ЛОВ}} = 0$ , нормированная частота  $\tilde{\omega} = \omega/\omega_{BL} = 0.5$ ,  $p_{\perp*} = mV_*$ . За единицу длины  $l_{\text{ЛОВ}}$  здесь принята длина системы l, а за единицу времени — время пролёта системы резонансными электронами ( $t_{\text{ЛОВ}} = l_{\text{ЛОВ}}/V_*$ ). Параметр, определяющий роль последнего слагаемого в уравне-

А. Г. Демехов, В. Ю. Трахтенгерц

нии (15в) (силовой группировки), мал:  $(\omega_{BL}t_{\rm ЛОВ})^{-1} \approx 3 \cdot 10^{-4}$ . Это отвечает достаточно типичным для земной магнитосферы условиям (например, концентрации холодной плазмы  $N_{\rm c} = 10^2$  см<sup>-3</sup> и параметру Мак-Илвейна L = 4,4). Здесь и далее на графиках амплитуда поля нормирована на величину  $et_{\rm ЛОВ}/p_*$ .

Порог генерации достигается (в соответствии с результатами линейной теории) при

$$q > q_{\rm thr} = \frac{\pi^2}{16} u_{\rm g}.$$
 (20)

В размерных переменных неравенство (20) имеет вид  $N_{\rm h}b > (N_{\rm h}b)_{\rm thr} \approx mc^2/(16\,e^2 v_{\perp*}^2\,t_{\rm JOB}^2)$ , где приближённое равенство переходит в точное, если b = 1 и плавная часть функции распределения постоянна при  $|v_{\parallel L}| < V_*$ .



Рис. 2. Осциллограммы нормированной амплитуды поля на выходе ЛОВ в случае однородной среды для различных значений q



Рис. 3. Примеры периодических режимов генерации в С-ЛОВ: левая колонка — осцилограммы поля, средняя колонка — соответствующие фурье-спектры  $S_a$ , правая колонка — фазовые портреты амплитуды выходного поля, построенные методом задержек. Выбор задержки  $\tau_*$  определяется наглядностью фазового портрета

При небольшом превышении порога абсолютной неустойчивости  $(q/q_{\text{thr}} \lesssim 1,5)$  система выходит на стационарную генерацию. При бо́льших *q* стационарный режим устанавливается через релаксационные колебания, а при  $q/q_{\text{thr}} \gtrsim 2$  возникает периодическая модуляция амплитуды. Увеличение управляющего параметра *q* ведёт к усложнению режима генерации и к стохастизации амплитуды выходного поля как функции времени.

Периодические режимы существуют в достаточно широком интервале значений q, причём их характеристики довольно сильно зависят от управляющего параметра. Некоторые из этих изменений продемонстрированы на рис. 3, где в левом столбце показаны осциллограммы, в центральном столбце — фурье-спектры, а в правом столбце — фазовые портреты выходной амплитуды поля, построенные методом задержек. Каждая строка соответствует одному значению q, указанному на рисунке. Случай  $q/q_{\rm thr} = 2,5$  соответствует бифуркации удвоения периода, при этом на осциллограмме и спектрограмме видна мелкомасштабная модуляция амплитуды, которая определяет период функции  $a(\tau)$  при дальнейшем увеличении q (см. случай  $q/q_{\rm thr} = 2,9$ ).



Рис. 4. Средний период автомодуляции в ЛОВ с пучком и ступенькой как функция безразмерной длины системы. Учитываются пики амплитуды с величиной  $a>0,5a_{\rm макc}$ 

При использовании модели С-ЛОВ для интерпретации данных о динамике хоровых излучений важное значение имеет зависимость характерного периода автомодуляции от превышения порога. Эта зависимость показана на рис. 4. Под характерным периодом Т здесь понимается средний промежуток времени между импульсами, превышающими некоторый порог по амплитуде. Очевидно, эта величина совпадает с периодом для простого периодического режима, но может от него отличаться для более сложных режимов (см. рис. 3). Для сравнения на рис. 4 дана аналогичная зависимость для ЛОВ с начальной функцией распредедения по продольным скоростям в виде пучка. Чтобы сблизить масштабы обеих кривых, по горизонтальной оси отложено отношение безразмерной длины  $\mathcal{L}$  к пороговому значению (напомним, что  $\mathcal{L} \propto N_{\rm h}^{1/3}$  для ЛОВ и  $\mathcal{L} \propto$ 

 $\propto N_{\rm h}^{1/2}$  для С-ЛОВ, а  $q \propto N_{\rm h}$ ). Отметим, что период здесь определён с помощью простейшего алгоритма, а именно делением достаточно большого промежутка времени на число максимумов амплитуды за этот промежуток. Такой алгоритм даёт правильный результат в случае периодического режима автомодуляции, а для более сложных режимов он даёт средний интервал времени между пиками амплитуды (в данном случае в подсчёт включались всплески, превышающие половину амплитуды максимального всплеска за интервал наблюдения).

Средний период на рис. 4 нормирован на характерное время распространения возмущения в цепи обратной связи  $T_0 = l_{\text{ЛОВ}} (V_*^{-1} + v_g^{-1})$ . Для свистовых волн резонансная скорость связана с групповой соотношением  $v_g \approx 2\tilde{\omega}V_*$ , поэтому  $T_0 \approx t_{\text{ЛОВ}} (1 + u_g^{-1})$ . Для С-ЛОВ в однородной среде периодические режимы существуют при  $q/q_{\text{thr}} \leq 3,35$ , или для  $\mathcal{L} \leq 1,83$ . В отличие от ЛОВ с пучком, для которой в достаточно большом диапазоне значений  $\mathcal{L}$  средний период автомодуляции близок к «канонической» величине  $T = 1,5T_0$  [17], в С-ЛОВ характерный период немонотонно и достаточно сильно зависит от  $\mathcal{L}$ . При этом в обеих системах начало быстро спадающего участка зависимости  $T(\mathcal{L})$  соответствует первой бифуркации удвоения периода.

Превышение управляющим параметром q значения  $3,35q_{\rm thr}$  ведёт к усложнению режима ге-

А. Г. Демехов, В. Ю. Трахтенгерц



Рис. 5. Переход к динамическому хаосу в С-ЛОВ. Формат рисунка такой же, как у рис. 3

нерации и стохастизации амплитуды выходного поля как функции времени. Зарождение хаоса в С-ЛОВ проиллюстрировано на рис. 5. Закономерности перехода к стохастическому режиму и характеристики этого режима заслуживают специального исследования. Опыт анализа пучковой ЛОВ показывает, что такой переход обладает рядом интересных особенностей [20].

С точки зрения сопоставления динамики волн в С-ЛОВ с параметрами магнитосферных хоровых излучений представляет интерес зависимость средней и пиковой амплитуды волн от концентрации энергичных электронов. Для оценок амплитуды хоров в [3, 8, 11] использовано выражение [21], основанное на насыщении амплитуды квазимонохроматической волны в процессе формирования эргодической функции распределения захваченных частиц:



Рис. 6. Зависимости частоты нелинейных осцилляций электронов, определённой по максимальной  $(a_{\text{макс}})$  и средней  $(a_{\text{ср}})$  амплитуде поля в установившемся режиме С-ЛОВ, от линейного инкремента

$$\Omega_{\rm tr} \approx 32\gamma_{\rm JIOB}/(3\pi),\tag{21}$$

где  $\Omega_{\rm tr} = (kv_{\perp}\omega_B B^{\sim}/B)^{1/2}$  — частота нелинейных осцилляций электронов в волне,  $B^{\sim}$  — амплитуда магнитного поля волны. Численная проверка этого соотношения для однородной С-ЛОВ даёт положительный результат (см. рис. 6). Линейный инкремент ЛОВ определён здесь из отдельных численных расчётов с «выключенной» нелинейностью.

#### 3. ВЫВОДЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В работе исследована нелинейная динамика абсолютной неустойчивости свистовых волн в магнитоактивной плазме (режим лампы обратной волны) при наличии ступенчатой деформации на функции распределения энергичных электронов по скоростям. Показано, что в целом, несмотря на наличие ряда специфических особенностей, такая система ведёт себя подобно лабораторным ЛОВ, в которых в качестве активного вещества служит пучок электронов с малым разбросом по скоростям. В частности, с ростом управляющего параметра q (пропорционального концентрации энергичных частиц  $N_h$ ) имеет место переход от стационарного режима генерации к периодической автомодуляции амплитуды выходного поля, а затем к стохастическому режиму. Найдено, что характерный период T автомодуляции амплитуды в С-ЛОВ по порядку величины определяется временем задержки  $T_0$  в цепи обратной связи, но, в отличие от пучковой системы, T весьма сильно зависит от превышения порога генерации (так, T уменьшается почти в 5 раз при увеличении  $N_h$  от 2,4 до 3,3 пороговых величин). Получено хорошее согласие численных результатов с оценкой максимальной амплитуды волн, полученной из аналитической теории насыщения циклотронной неустойчивости квазимонохроматической волны [21].

Переход неустойчивости в режим ЛОВ при формировании ступеньки на функции распределения является, по-видимому, одним из важных и типичных сценариев генерации дискретных излучений в естественных условиях, когда спектр собственных мод системы можно считать сплошным, а исходное распределение частиц по скоростям (импульсам) обычно плавное. Поэтому формулировка и строгое исследование задачи о нелинейной динамике С-ЛОВ, проведённое в данной работе, могут найти применение при изучении широкого класса явлений в космической плазме.

Второй основной результат работы заключается в количественном подтверждении и уточнении на основе численных расчётов сделанных ранее качественных выводов и оценок свойств режима С-ЛОВ, предложенного в [7, 8] для объяснения динамики хоровых излучений в магнитосфере Земли.

Динамика С-ЛОВ рассмотрена здесь в приближении однородной среды, т.к. именно этот случай наиболее близок к исследуемому обычно для пучковых приборов. Несомненный интерес представляет сопоставление этих результатов со случаем неоднородного магнитного поля и плазмы. Отличие здесь в том, что длина системы может определяться не искусственно заданными границами, а нарушением синхронизма частиц и волн из-за неоднородности среды. Именно такая ситуация имеет место для свистовых волн в магнитосфере Земли. Можно ожидать, что с учётом этой особенности амплитудные и временные характеристики нелинейных режимов С-ЛОВ качественно такие же, как в случае однородной среды. Вместе с тем неоднородность может оказать принципиальное влияние на динамику спектра возбуждаемых волн. Этот и другие вопросы будут предметом дальнейшего исследования.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 05–02–16459), ОФН РАН (программа «Солнечный ветер: генерация и взаимодействие с Землёй и другими планетами»), INTAS (проект № 03–51–4132) и NATO (проект № PST.CLG.980041).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Burtis W. J., Helliwell R. A. // Planet. Space Sci. 1976. V. 24. P. 1007.
- 2. Сажин С. С., Титова Е. Е. // Геомагнетизм и аэрономия. 1977. Т. 16. С. 376.
- 3. Titova E. E., Kozelov B. V., Jiricek F., et al. // Ann. Geophys. 2003. V. 21, No. 5. P. 1073.
- 4. Santolik O., Gurnett D. A., Pickett J. S., et al. // J. Geophys. Res. A. 2003. V. 108, No. 7. P. 1278.
- Manninen J., Turunen T., Nunn D., et al. Atlas of VLF emissions observed at Porojärvi: Finland Tech. Rep. Sodankylä Geophysical Observatory, 1996.
- 6. Hattori K., Hayakawa M., Lagoutte D., et al. // Planet. Space Sci. 1991. V. 39. P. 1465.
- 7. Trakhtengerts V. Y. // J. Geophys. Res. 1995. V. 100, No. 9. P. 17205.
- 8. Trakhtengerts V. Y. // Ann. Geophys. 1999. V. 17, No. 1. P. 95.
- 9. Демехов А. Г., Трахтенгерц В. Ю. // Изв. вузов. Радиофизика. 2001. Т. 44, № 1–2. С. 111.
- 10. Demekhov A. G., Nunn D., Trakhtengerts V. Y. // Phys. Plasmas. 2003. V. 10, No. 11. P. 4472.
- 11. Trakhtengerts V. Y., Demekhov A. G., Titova E. E., et al. // Phys. Plasmas. 2004. V. 11. P. 1345.
- Трахтенгерц В. Ю., Тагиров В. Р., Черноус С. А. // Геомагнетизм аэрономия. 1986. Т. 26, № 1. С. 99.
- 13. Demekhov A. G., Trakhtengerts V. Y. // J. Geophys. Res. 1994. V. 99, No. 4. P. 5831.
- Trakhtengerts V. Y., Rycroft M. J., Demekhov A. G. // J. Geophys. Res. A. 1996. V. 101, No. 6. P. 13 293.
- 15. Karpman V. I., Istomin Y. N., Shklyar D. R. // Plasma Phys. 1974. V. 16, No. 8. P. 685.
- Omura Y., Nunn D., Matsumoto H., Rycroft M. J. // J. Atmos. Terr. Phys. 1991. V. 53, No. 5. P. 351.
- 17. Гинзбург Н. С., Кузнецов С. П. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1981. С. 101.
- 18. Беспалов П. А., Трахтенгерц В. Ю. Альфвеновские мазеры. Горький: ИПФ АН СССР, 1986.
- LeVeque R. J. // Proc. 5th Int. Conference on Hyperbolic Problems, Stony Brook, 1984 / Ed. by J. Glimm, M. J. Graham, J. W. Grove, B. J. Plohr. World Scientific Press, 1996. P. 188.
- 20. Рыскин Н. М., Титов В. Н. // Изв. вузов. Прикл. нелин. динамика. 1998. Т. 6, № 1. С. 75.
- 21. Трахтенгерц В. Ю. // Основы физики плазмы. Т. 2. / Под ред. А. А. Галеева, Р. Н. Судана. М., 1984.

Поступила в редакцию 12 апреля 2005 г.; принята в печать 23 мая 2005 г.

# DYNAMICS OF THE MAGNETOSPHERIC CYCLOTRON MASER IN THE BACKWARD-WAVE OSCILLATOR REGIME. I. BASIC EQUATIONS AND RESULTS IN THE CASE OF A HOMOGENEOUS MAGNETIC FIELD

#### A. G. Demekhov and V. Yu. Trakhtengerts

We consider nonlinear dynamics of absolute instability of whistler-mode waves in the Earth's magnetosphere in the presence of a step-like deformation on the distribution function of energetic electrons. The development of this instability manifesting the transition of magnetospheric cyclotron maser to the regime of a backward-wave oscillator (BWO) was suggested earlier as a generation mechanism of magnetospheric chorus emissions. We derive simplified nonlinear equations describing the dynamics of magnetospheric BWO in the case of low efficiency of wave-particle interactions. Numerical solution of these equations is performed, which allows us to confirm qualitative similarity of the laboratory and magnetospheric BWOs and justify quantitative estimates of parameters of chorus emissions.

УДК 533.951

# ИЗЛУЧЕНИЕ ВОЛН СВИСТОВОГО ДИАПАЗОНА МОДУЛИРОВАННЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ В СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ ПРИ НАЛИЧИИ ДАКТА ПЛОТНОСТИ

Т. М. Заборонкова<sup>1</sup>, К. Краффт<sup>2</sup>, А. В. Кудрин<sup>3</sup>, М. Ю. Лях<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский государственный технический университет, г. Нижний Новгород, Россия; <sup>2</sup> Université Paris Sud, Orsay, France;

<sup>3</sup> Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

Исследуется излучение модулированного электронного пучка, инжектируемого вдоль оси цилиндрического дакта плотности в магнитоактивной плазме. Получено и проанализировано выражение для средней мощности, теряемой пучком на частоте модуляции. Показано, что при черенковском резонансе пучка с одной из слабозатухающих свистовых мод дакта с повышенной плотностью плазмы возможно заметное увеличение этой мощности по сравнению со случаем инжекции пучка в однородную фоновую плазму. На основании численных расчётов, выполненных применительно к условиям земной ионосферы, даны конкретные оценки увеличения мощности излучения пучка в свистовом диапазоне частот при наличии цилиндрического дакта с повышенной плотностью.

#### ВВЕДЕНИЕ

Исследованию возбуждения свистовых волн импульсными или модулированными пучками заряженных частиц посвящено большое число экспериментальных [1–7] и теоретических [8–16] работ. Интерес к этой проблеме связан, в частности, с изучением возможностей использования таких пучков в качестве источника электромагнитного излучения в околоземной и лабораторной плазме (см., например, [13] и цитируемую там литературу). В подавляющем большинстве теоретических работ по возбуждению свистовых волн пучками частиц обсуждается инжекция электронных пучков в однородную безграничную плазму [8–15]. В последнее время повышенный интерес вызывают особенности возбуждения электромагнитных волн источниками в магнитоактивной плазме при наличии плазменных каналов (дактов плотности), способных направлять волноводные моды. В значительной степени это обусловлено постановкой ряда лабораторных и активных ионосферных экспериментов [17–19], в которых показано, что цилиндрическая плазменная неоднородность, формируемая в невозмущённой фоновой плазме электромагнитным источником, может оказывать заметное влияние на его электродинамические характеристики. Рассмотрению излучения модулированного электронного пучка при его инжекции в плазменный канал, способный направлять волноводные моды, посвящена работа [16], основные результаты которой относятся к случаю бесстолкновительной плазмы. В настоящей статье исследуется возбуждение волн свистового диапазона модулированным электронным пучком, инжектируемым в цилиндрический дакт плотности параллельно внешнему магнитному полю, при учёте диссипативных потерь в плазме, обусловленных электронными соударениями. Заметим, что наличие даже сравнительно малых столкновительных потерь может при определённых условиях существенно сказываться на характеристиках отдельных мод, направляемых дактом с повышенной плотностью в свистовом диапазоне частот [20]. Поэтому изучение особенностей возбуждения свистовых волн модулированным пучком в дакте плотности при учёте диссипативных потерь представляет несомненный интерес.

730

Описание полной картины взаимодействия модулированного электронного пучка с возбуждаемым полем при наличии дакта плотности в магнитоактивной плазме является чрезвычайно сложной задачей. Однако для исследования влияния дакта на эффективность излучения волн модулированным пучком в первом приближении можно ограничиться рассмотрением заданного пучка, т. е. пренебречь влиянием возбуждаемого поля на движение частиц пучка. Такая модель, отвечающая спонтанному когерентному излучению пучка [9, 12], является вполне приемлемой для достаточно тонких пучков со сравнительно малой концентрацией заряженных частиц (см. [4, 5, 13]).

#### 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим цилиндрический дакт плотности, ориентированный вдоль внешнего магнитного поля  $\mathbf{B}_0 = B_0 \mathbf{z}_0$  и окружённый однородной фоновой плазмой. Распределение плотности плазмы по радиусу описывается выражением

$$N(\rho) = N_a + (\tilde{N}(\rho) - N_a) \left[1 - U(\rho - a)\right].$$
(1)

Здесь и дале<br/>еa— радиус дакта, U— единичная функция Хевисайда,<br/>  $\rho, \phi$  и z— цилиндрические координаты,<br/>  $\tilde{N}$  и  $N_a$ — плотность плазмы внутри<br/>  $(\rho < a)$ и вне $(\rho > a)$ дакта соответственно. При конкретных расчётах мы будем полагать, что<br/>  $\tilde{N} > N_a$ , хотя все общие выражения, приведённые ниже, справедливы для дактов как с повышенной, так и с пониженной плотностью.

Напомним, что тензор комплексной диэлектрической проницаемости магнитоактивной плазмы записывается следующим образом (при гармонической зависимости электромагнитного поля от времени):

$$\hat{\boldsymbol{\varepsilon}} = \begin{pmatrix} \varepsilon & -ig & 0\\ ig & \varepsilon & 0\\ 0 & 0 & \eta \end{pmatrix}.$$
(2)

Компоненты тензора (2) определяются параметрами среды и приведены, например, в [21]. Далее компоненты тензора внутри и вне дакта будем обозначать  $\tilde{\varepsilon}, \tilde{g}, \tilde{\eta}$  и  $\varepsilon_a, g_a, \eta_a$  соответственно.

Плотность тока модулированного электронного пучка, инжектируемого в дакт, зададим в виде

$$\mathbf{j}(\rho, z, t) = \mathbf{z}_0 j_z(\rho, z, t) = \mathbf{z}_0 j_0(\rho) U(z) U(t - z/v_b) \{1 + \sin[\omega_0 (t - z/v_b)]\} \exp(-\beta z),$$
(3)

где

$$j_0(\rho) = I_0 \left[ 1 - U(\rho - b) \right] / (\pi b^2), \tag{4}$$

 $I_0 = -en_b v_b \pi b^2$ ,  $\omega_0$  — частота модуляции тока пучка,  $v_b$  — абсолютное значение скорости частиц пучка,  $n_b$  — плотность пучка (предполагается, что при  $\rho < b$  плотность пучка постоянна), b — радиус пучка (b < a), e — абсолютное значение заряда электрона,  $\beta$  — обратная длина когерентности пучка [10, 11]. Напомним, что использование параметра  $\beta$  позволяет феноменологически учесть взаимодействие между модулированным пучком и возбуждаемым полем в случае, когда такое взаимодействие приводит к уменьшению излучения пучка вследствие постепенной утраты им когерентности [10]. В дальнейшем величину  $\beta$  будем считать достаточно малой, что отвечает случаю, когда длина когерентности существенно превышает характерную длину затухания возбуждаемых мод. Это даёт возможность положить величину  $\beta$  в результирующих формулах равной нулю. Кроме того, мы будем предполагать, что плотность пучка мала по сравнению с плотностью плазмы. Последнее условие позволяет пренебречь влиянием пучка на дисперсионные свойства волн в плазме.

Очевидно, что для расчёта мощности, расходуемой пучком на возбуждение электромагнитных волн, необходимо сначала получить выражения для компонент поля, создаваемого пучком. При выводе соответствующих выражений следует учесть, что поле, возбуждаемое азимутальносимметричным током (3), не зависит от азимутального угла  $\phi$ .

# 2. ПОЛЕ, ВОЗБУЖДАЕМОЕ ПУЧКОМ ПРИ НАЛИЧИИ ДАКТА ПЛОТНОСТИ

Для отыскания электрической  $\mathbf{E}(\rho, z, t)$  и магнитной  $\mathbf{H}(\rho, z, t)$  компонент поля, возбуждаемого азимутально-симметричным пучком, воспользуемся преобразованием Фурье—Лапласа в виде

$$f(\rho, k_z, s) = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathrm{d}z \exp(ik_z z) \int_{0}^{\infty} f(\rho, z, t) \exp(-st) \,\mathrm{d}t,$$
(5)

$$f(\rho, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathrm{d}k_z \exp(-ik_z z) \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma_0 - i\infty}^{\sigma_0 + i\infty} f(\rho, k_z, s) \exp(st) \,\mathrm{d}s,\tag{6}$$

где  $\sigma_0$  — положительная действительная постоянная, s — комплексная переменная, связанная с частотой  $\omega$  соотношением  $s = i\omega$ .

Применение преобразования (5) к функции  $j_z(\rho, z, t)$  даёт

$$j_z(\rho, k_z, s) = j_0(\rho) \frac{v_{\rm b}}{s - i (k_z + i\beta) v_{\rm b}} \left(\frac{1}{s} + \frac{\omega_0}{s^2 + \omega_0^2}\right).$$
(7)

При использовании этого преобразования применительно к электрическому и магнитному полям необходимо учитывать, что величины  $\mathbf{E}(\rho, z, t)$  и  $\mathbf{H}(\rho, z, t)$  тождественно равны нулю при  $t \leq 0$ .

Из уравнений Максвелла следует, что радиальные и продольные компоненты векторов  $\mathbf{E}(\rho, k_z, s)$  и  $\mathbf{H}(\rho, k_z, s)$  выражаются через азимутальные компоненты следующим образом:

$$E_{\rho} = i\varepsilon^{-1} \left( k_z c s^{-1} H_{\phi} + g E_{\phi} \right), \tag{8}$$

$$E_z = \frac{c}{\eta s \rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho H_\phi\right) - \frac{4\pi}{\eta s} j_z,\tag{9}$$

$$H_{\rho} = -ik_z cs^{-1} E_{\phi},\tag{10}$$

$$H_z = -\frac{c}{s\rho} \frac{\partial}{\partial\rho} (\rho E_{\phi}), \tag{11}$$

где c — скорость света в вакууме. При этом азимутальные компоненты  $E_{\phi}(\rho, k_z, s), H_{\phi}(\rho, k_z, s)$  удовлетворяют следующей системе уравнений:

$$\frac{\partial}{\partial\rho} \left[ \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial\rho} \left(\rho E_{\phi} \right) \right] - \frac{s^2}{\varepsilon c^2} \left\{ \left[ \varepsilon \left( \varepsilon + \frac{k_z^2 c^2}{s^2} \right) - g^2 \right] E_{\phi} - g \frac{k_z c}{s} H_{\phi} \right\} = 0, \tag{12}$$

$$\frac{\partial}{\partial\rho} \left[ \frac{1}{\eta\rho} \frac{\partial}{\partial\rho} \left(\rho H_{\phi}\right) \right] - \frac{s^2}{\varepsilon c^2} \left[ \left( \varepsilon + \frac{k_z^2 c^2}{s^2} \right) H_{\phi} + g \frac{k_z c}{s} E_{\phi} \right] = \frac{4\pi}{c} \frac{\partial}{\partial\rho} \left( \frac{1}{\eta} j_z \right).$$
(13)

В выражениях (8)–(11) и уравнениях (12), (13) компоненты  $\varepsilon$ , g и  $\eta$  тензора диэлектрической проницаемости плазмы являются функциями s (зависимость данных компонент от s доставляется заменой  $\omega \to -is$ ), их зависимость от  $\rho$  определяется распределением параметров плазмы по радиусу; величина  $j_z$  описывается формулой (7).

Т. М. Заборонкова, К. Краффт, А. В. Кудрин, М. Ю. Лях

В рассматриваемом далее частном случае однородного дакта производная, стоящая в правой части уравнения (13), принимает вид

$$\frac{\partial}{\partial\rho} \left(\frac{1}{\eta} j_z\right) = \frac{en_b v_b^2}{\tilde{\eta}} \frac{1}{s - i \left(k_z + i\beta\right) v_b} \left(\frac{1}{s} + \frac{\omega_0}{s^2 + \omega_0^2}\right) \delta(\rho - b),\tag{14}$$

где  $\delta$  — дельта-функция Дирака. В (14) учтено, что  $\eta = \tilde{\eta} = \text{const}$  при  $\rho < a$ .

Очевидно, что решения уравнений (12), (13) удобно искать отдельно для областей  $\rho < b$ ,  $b < \rho < a$  и  $\rho > a$ . Соответствующие решения должны быть регулярными при  $\rho = 0$ , а также удовлетворять условиям излучения на бесконечности ( $\rho \to \infty$ ) и следующим граничным условиям при  $\rho = b$ ,  $\rho = a$ :

$$E_{\phi}(b-0,k_{z},s) = E_{\phi}(b+0,k_{z},s), \qquad H_{\phi}(b-0,k_{z},s) = H_{\phi}(b+0,k_{z},s),$$

$$E_{z}(b-0,k_{z},s) = E_{z}(b+0,k_{z},s), \qquad H_{z}(b-0,k_{z},s) = H_{z}(b+0,k_{z},s);$$

$$E_{\phi}(a-0,k_{z},s) = E_{\phi}(a+0,k_{z},s), \qquad H_{\phi}(a-0,k_{z},s) = H_{\phi}(a+0,k_{z},s),$$

$$E_{z}(a-0,k_{z},s) = E_{z}(a+0,k_{z},s), \qquad H_{z}(a-0,k_{z},s) = H_{z}(a+0,k_{z},s).$$
(15)

Заметим, что граничное условие для компоненты  $E_z$  при  $\rho = b$  может быть переписано в виде

$$\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho H_{\phi}\right)\Big|_{\rho=b+0} - \frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho H_{\phi}\right)\Big|_{\rho=b-0} = 4\pi b \,\frac{e n_{\rm b} v_{\rm b}^2}{c} \,\frac{1}{s-i\left(k_z+i\beta\right) v_{\rm b}}\left(\frac{1}{s} + \frac{\omega_0}{s^2 + \omega_0^2}\right).\tag{16}$$

Выражения для азимутальных компонент  $E_{\phi}(\rho, k_z, s)$  и  $H_{\phi}(\rho, k_z, s)$ , получающиеся в результате решения системы уравнений (12), (13) с учётом указанных выше условий, имеют достаточно громоздкий вид. Ниже мы приведём лишь выражение для азимутальной компоненты  $H_{\phi}$  магнитного поля при  $\rho < a$ , которое потребуется нам в дальнейшем для расчёта мощности излучения:

$$H_{\phi}(\rho, k_z, s) = -\mathcal{E} \sum_{k=1}^{2} \tilde{n}_k \left[ B_k J_1 \left( \tilde{Q}_k \frac{\rho}{a} \right) - f_k G_k^{(1)}(\rho) U(\rho - b) \right].$$
(17)

Величины  $\mathcal{E}, f_1, f_2$  и  $B_1, B_2$ , входящие в выражение для  $H_{\phi}(\rho, k_z, s)$ , имеют вид

$$\mathcal{E} = \frac{4\pi}{c} \frac{e n_{\rm b} v_{\rm b}^2 b}{s - i \left(k_z + i\beta\right) v_{\rm b}} \left(\frac{1}{s} + \frac{\omega_0}{s^2 + \omega_0^2}\right), \qquad f_1 = -f_2 = \frac{1}{\tilde{n}_2 - \tilde{n}_1},\tag{18}$$

$$B_{1,2} = \frac{B_{1,2}^{(\Delta)}(k_z,s)}{\Delta(k_z,s)} = \frac{1}{\Delta(k_z,s)} \left\{ \left[ D_{2,1}J(\tilde{Q}_{2,1}) + K(S_1)K(S_2) \right] G_{1,2}^{(0)}(a) + \left[ \frac{\tilde{\eta}}{\eta_a} J(\tilde{Q}_{2,1}) + D_{1,2} \right] G_{1,2}^{(1)}(a) + F_{2,1} \frac{J_1(\tilde{Q}_{2,1}b/a)}{\tilde{Q}_{2,1} J_0(\tilde{Q}_{2,1})} \right\} \left[ (\tilde{n}_{2,1} - \tilde{n}_{1,2}) \tilde{Q}_{1,2} J_0(\tilde{Q}_{1,2}) \right]^{-1}, \quad (19)$$

где

$$G_k^{(\ell)}(\rho) = \frac{\pi}{2} \tilde{Q}_k^{1-\ell} \left[ J_\ell \left( \tilde{Q}_k \frac{\rho}{a} \right) Y_1 \left( \tilde{Q}_k \frac{b}{a} \right) - J_1 \left( \tilde{Q}_k \frac{b}{a} \right) Y_\ell \left( \tilde{Q}_k \frac{\rho}{a} \right) \right], \qquad \ell = 0, 1; \tag{20}$$

$$\Delta(k_z, s) = D_1 J(\tilde{Q}_1) + D_2 J(\tilde{Q}_2) + \frac{\tilde{\eta}}{\eta_a} J(\tilde{Q}_1) J(\tilde{Q}_2) + K(S_1) K(S_2),$$
(21)

$$D_1 = M_{12} L_{12} K(S_2) - M_{11} L_{22} K(S_1), \qquad D_2 = M_{21} L_{21} K(S_1) - M_{22} L_{11} K(S_2),$$

Т. М. Заборонкова, К. Краффт, А. В. Кудрин, М. Ю. Лях

$$F_{1} = M_{12} L_{11} K(S_{2}) - M_{11} L_{21} K(S_{1}), \qquad F_{2} = M_{21} L_{22} K(S_{1}) - M_{22} L_{12} K(S_{2}),$$
$$M_{ij} = M_{0} (\tilde{n}_{i} - n_{j}), \qquad L_{ij} = \frac{\tilde{\eta}}{\eta_{a}} n_{i} - \tilde{n}_{j}, \qquad i = 1, 2, \qquad j = 1, 2;$$
$$M_{0} = (n_{1} - n_{2})^{-1} (\tilde{n}_{1} - \tilde{n}_{2})^{-1}, \qquad J(\tilde{Q}_{k}) = \frac{J_{1}(\tilde{Q}_{k})}{\tilde{Q}_{k} J_{0}(\tilde{Q}_{k})}, \qquad K(S_{k}) = \frac{K_{1}(S_{k})}{S_{k} K_{0}(S_{k})}. \qquad (22)$$

Здесь  $J_m$ ,  $Y_m$  и  $K_m$  — функции Бесселя, Неймана и Макдональда соответственно,  $\tilde{Q}_k^2 = -(sa/c)^2 \tilde{q}_k^2$ ,  $S_k^2 = (sa/c)^2 q_k^2$ . Коэффициенты  $n_1$  и  $n_2$  в случае однородной плазмы, описываемой тензором диэлектрической проницаемости (2), даются формулами [20]

$$n_1 = -\frac{ic}{s} \frac{\varepsilon}{k_z g} \left[ k_{\perp 1}^2 + k_z^2 - \frac{s^2}{c^2} \left( \frac{g^2}{\varepsilon} - \varepsilon \right) \right], \qquad n_2 = -\frac{ic}{s} \frac{\varepsilon}{k_z g} \left[ k_{\perp 2}^2 + k_z^2 - \frac{s^2}{c^2} \left( \frac{g^2}{\varepsilon} - \varepsilon \right) \right], \tag{23}$$

где  $k_{\perp 1}$  и  $k_{\perp 2}$  — поперечные волновые числа, зависящие от s и параметров плазмы:

$$k_{\perp 1}^{2} = -(s/c)^{2} q_{1}^{2}, \qquad k_{\perp 2}^{2} = -(s/c)^{2} q_{2}^{2},$$
$$q_{k} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \varepsilon - \frac{g^{2}}{\varepsilon} + \eta - \left(\frac{\eta}{\varepsilon} + 1\right) p^{2} - (-1)^{k} \left(\frac{\eta}{\varepsilon} - 1\right) \left[ \left(p^{2} - P_{\rm b}^{2}\right) \left(p^{2} - P_{\rm c}^{2}\right) \right]^{1/2} \right\}^{1/2}.$$
(24)

Здесь  $p = ick_z/s, k = 1, 2,$ 

$$P_{\rm b,c} = \left\{ \varepsilon - (\eta + \varepsilon) \, \frac{g^2}{(\eta - \varepsilon)^2} + \frac{2\chi_{\rm b,c}}{(\eta - \varepsilon)^2} \left[ \varepsilon \eta g^2 \left( g^2 - (\eta - \varepsilon)^2 \right) \right]^{1/2} \right\}^{1/2},\tag{25}$$

 $\chi_{\rm b} = -\chi_{\rm c} = -1$ . В настоящей работе обозначения  $n_k$ ,  $q_k$ ,  $P_{\rm b}$  и  $P_{\rm c}$  применяются для плазмы вне дакта (т. е. при  $\rho > a$ ), когда компоненты  $\varepsilon$ , g и  $\eta$  тензора диэлектрической проницаемости берутся равными  $\varepsilon_a$ ,  $g_a$  и  $\eta_a$  соответственно. Аналогичные величины  $\tilde{n}_k$ ,  $\tilde{q}_k$ ,  $\tilde{P}_{\rm b}$  и  $\tilde{P}_{\rm c}$ , относящиеся к плазме внутри дакта, получаются из выражений (23)–(25) путём подстановки в них в качестве компонент тензора (2) величин  $\tilde{\varepsilon}$ ,  $\tilde{g}$  и  $\tilde{\eta}$ . Заметим, что для выполнения условий излучения на бесконечности необходимо, чтобы величины  $S_1$  и  $S_2$  удовлетворяли неравенству Re  $S_k > 0$ , где k = 1, 2.

Соотношение

$$\Delta(k_z, s) = 0 \tag{26}$$

является дисперсионным уравнением для мод (собственных и несобственных), направляемых цилиндрическим дактом плотности на частоте  $\omega = -is$  [20].

Для отыскания полей  $\mathbf{E}(\rho, z, t)$  и  $\mathbf{H}(\rho, z, t)$  необходимо применить обратное преобразование Фурье—Лапласа к  $\mathbf{E}(\rho, k_z, s)$  и  $\mathbf{H}(\rho, k_z, s)$ :

$$\mathbf{E}(\rho, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathrm{d}k_z \exp(-ik_z z) \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma_0 - i\infty}^{\sigma_0 + i\infty} \mathbf{E}(\rho, k_z, s) \exp(st) \,\mathrm{d}s,$$
$$\mathbf{H}(\rho, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathrm{d}k_z \exp(-ik_z z) \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma_0 - i\infty}^{\sigma_0 + i\infty} \mathbf{H}(\rho, k_z, s) \exp(st) \,\mathrm{d}s.$$
(27)

Мы не будем останавливаться здесь на вычислении интегралов вида (27), что является достаточно сложной самостоятельной задачей, т. к. основная цель данной работы состоит в получении и анализе выражения для мощности, расходуемой пучком на возбуждение электромагнитных волн с частотой  $\omega_0$ .

Т. М. Заборонкова, К. Краффт, А. В. Кудрин, М. Ю. Лях

ε

#### 3. МОЩНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЧАСТОТЕ МОДУЛЯЦИИ ПРИ ЧЕРЕНКОВСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ СВИСТОВЫХ ВОЛН

Мощность, расходуемая пучком, даётся формулой

$$P = -2\pi \iint j_z(\rho, z, t) E_z(\rho, z, t) \rho \,\mathrm{d}\rho \,\mathrm{d}z, \qquad (28)$$

в которой интегрирование проводится по объёму пучка. Используя выражение (9) и обратное преобразование Фурье—Лапласа, перепишем формулу (28) следующим образом:

$$P = \iint \rho \, \mathrm{d}\rho \, \mathrm{d}z \, j_z(\rho, z, t) \int_{-\infty}^{+\infty} \mathrm{d}k_z \exp(-ik_z z) \times \\ \times \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma_0 - i\infty}^{\sigma_0 + i\infty} \frac{1}{\tilde{\eta}s} \left[ 4\pi j_z(\rho, k_z, s) - \frac{c}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \rho \, H_\phi(\rho, k_z, s) \right) \right] \exp(st) \, \mathrm{d}s.$$
(29)

В дальнейшем мы будем интересоваться только средней по времени мощностью  $\langle P \rangle$ , теряемой пучком на частоте модуляции  $\omega_0$ . Для этого мы усредним мощность P по времени, равному целому числу периодов  $T = 2\pi/\omega_0$ . При выполнении соответствующих расчётов будем считать, что частота модуляции тока пучка принадлежит свистовому диапазону и удовлетворяет условиям

$$\omega_{\rm LH} \ll |\omega_0 - i\nu_{\rm e}| \ll \omega_{\rm H} \ll \omega_{\rm p},\tag{30}$$

где  $\omega_{\rm LH}$  — нижняя гибридная частота,  $\nu_{\rm e}$  — эффективная частота соударений электронов,  $\omega_{\rm H}$  и  $\omega_{\rm p}$  — гирочастота и плазменная частота электронов соответственно.

Очевидно, что первое слагаемое выражения в квадратных скобках под знаком интеграла (29) не даёт вклада в среднюю мощность  $\langle P \rangle$ , так что это слагаемое можно не учитывать. Вычисляя далее интеграл по  $\rho$  и отбрасывая постоянную составляющую тока пучка, не представляющую интереса для расчёта средней по времени мощности излучения, приходим к выражению

$$P = 4\pi \left(en_{\rm b}v_{\rm b}b\right)^2 \int_{0}^{L} dz \, \exp(-\beta z) \, \sin[\omega_0 \left(t - z/v_{\rm b}\right)] \int_{-\infty}^{+\infty} dk_z \, \exp(-ik_z z) \times \\ \times \frac{1}{2\pi i} \int_{\sigma_0 - i\infty}^{\sigma_0 + i\infty} \frac{1}{s^2 \,\tilde{\eta}} \, \frac{v_{\rm b}}{s - i \left(k_z + i\beta\right) v_{\rm b}} \left(1 + \frac{s\omega_0}{s^2 + \omega_0^2}\right) \frac{\mathcal{H}_{\phi}(k_z, s)}{\Delta(k_z, s)} \, \exp(st) \, \mathrm{d}s, \quad (31)$$

где

$$\mathcal{H}_{\phi}(k_z, s) = -\sum_{k=1}^{2} \tilde{n}_k B_k^{(\Delta)}(k_z, s) J_1\left(\tilde{Q}_k \ \frac{b}{a}\right), \tag{32}$$

 $L = v_{\rm b}t$  — текущая длина пучка. Выполним теперь интегрирование по *s*, пренебрегая вкладами возможных неявных корней уравнения  $\Delta(k_z, s) = 0$ , корней уравнения  $s^2 \tilde{\eta}(s) = 0$ , полюса  $s = (ik_z - \beta) v_{\rm b}$ , а также точек ветвления подынтегрального выражения и отвечающих им разрезов на комплексной плоскости *s*. Нетрудно убедиться, что указанные особенности не дают вклада в среднюю по времени мощность, теряемую пучком на частоте модуляции. В результате получим

$$\langle P \rangle = -2\pi \left( en_{\rm b} v_{\rm b} b \right)^2 \left\langle \int_0^L \mathrm{d}z \exp(-\beta z) \sin[\omega_0 \left(t - z/v_{\rm b}\right)] \times \right. \\ \left. \times \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{i}{\omega_0 \tilde{\eta}(\omega_0)} \left[ \mathcal{I}(k_z, \omega_0) + \mathcal{I}(k_z, -\omega_0) \right] \exp(-ik_z z) \, \mathrm{d}k_z \right\rangle, \quad (33)$$

где

$$\mathcal{I}(k_z,\omega) = \frac{\mathcal{H}_{\phi}(k_z,i\omega)}{\Delta(k_z,i\omega)} \frac{\exp(i\omega t)}{k_z + i\beta - \omega/v_{\rm b}} , \qquad (34)$$

а угловые скобки обозначают усреднение по времени. В дальнейшем величину  $\mathcal{H}_{\phi}(k_z, s)/\Delta(k_z, s)$ , входящую в формулу (34), при  $s = \pm i\omega_0$  будем обозначать через  $\mathcal{H}_{\phi}(k_z, \pm \omega_0)/\Delta(k_z, \pm \omega_0)$ . Компоненты тензора диэлектрической проницаемости, содержащиеся в выражении для этой величины, также берутся при  $\omega = \pm \omega_0$ .



Рис. 1. Расположение точек ветвления, разрезов и полюсов функции  $\mathcal{I}(k_z, \omega_0)$  на комплексной плоскости  $k_z$ . Полюсы, отмеченные крестиками и кружками, располагаются на спектральном и неспектральном листах римановой поверхности функции  $\mathcal{I}(k_z, \omega_0)$  соответственно

Величины  $\mathcal{I}(k_z, \omega_0)$  и  $\mathcal{I}(k_z, -\omega_0)$  являются многозначными функциями переменной интегрирования  $k_z$ . Для рассматриваемого частотного интервала (30) на рис. 1 изображён лист римановой поверхности функции  $\mathcal{I}(k_z, \omega_0)$ , на котором имеют место неравенства  $\operatorname{Im} q_1 < 0$  и  $\operatorname{Im} q_2 < 0$ , обеспечивающие выполнение условий излучения на бесконечности. Здесь же отмечены точки ветвления  $\pm k_{\rm o} = \mp i k_0 (-\varepsilon_a - g_a)^{1/2}, \pm k_{\rm e} = \pm k_0 (\varepsilon_a - g_a)^{1/2}$  $(-g_a)^{1/2}, \pm k_c = \pm k_0 P_c$  и идущие от них разрезы (см. [20]), а также полюс  $k_z = \omega_0/v_{\rm b} - i\beta$ , соответствующий условию черенковского резонанса на частоте  $\omega_0$ ;  $k_0 = \omega_0/c$  — волновое число в свободном пространстве, отвечающее частоте модуляции. Разрезы, берущие начало в точках  $\pm k_{\rm e}$ , идут вдоль линий, на которых выполняется условие Im  $q_1 = 0$ . Остальные разрезы проходят вдоль линий, на которых имеет место условие  $\text{Im } q_2 = 0.$ 

В точках  $\pm k_{\rm c}$ , отвечающих конической рефракции, справедливо равенство  $q_1 = q_2$ . Кроме того, на рис. 1 показаны полюсы, отвечающие модам, направляемым дактом с повышенной плотностью плазмы: крестиками отмечены полюсы  $\pm k_{z0}$ , соответствующие единственной симметричной собственной моде, кружками полюсы  $\pm k_{z\nu}$ , где  $\nu = 1, 2, \ldots$ , соответствующие вытекающим (несобственным) модам и находящиеся на другом (неспектральном) листе римановой поверхности, на котором выполняются условия  $\operatorname{Im} q_1 < 0, \operatorname{Im} q_2 > 0.$  Напомним, что продольные волновые числа  $k_{z\nu}$  вытекающих мод являются комплексными даже в случае бесстолкновительной плазмы. Необходимо также иметь в виду, что с ростом эффективной частоты соударений в фоновой плазме некоторые из полюсов  $\pm k_{z\,\nu}$ могут изменить своё расположение на комплексной плоскости  $k_z$  и оказаться между действительной осью  $k_z$  и разрезом, идущим от точки  $k_c$  (или точки  $-k_c$ ) вдоль линии, на которой  $\operatorname{Im} q_2 = 0$ . В этом случае полюсы  $\pm k_{z\nu}$  лежат на том же листе, что и полюсы  $\pm k_{z0}$ , и отвечают слабозатухающим локализованным (собственным) модам. Локализация данных мод связана с диссипативными потерями в фоновой среде. Заметим, что особенности функции  $\mathcal{I}(k_z, -\omega_0)$  и описанные выше особенности функции  $\mathcal{I}(k_z,\omega_0)$  расположены на комплексной плоскости  $k_z$  симметрично

относительно мнимой ос<br/>и $k_z,$ поэтому особенности функции  $\mathcal{I}(k_z,-\omega_0)$ не требуют отдельного обсуждения.

Далее возьмём в (33) оставшиеся интегралы, проведём усреднение по времени и перейдём к пределу  $\beta \to 0$  с использованием формул Сохоцкого [22]. В результате получаем следующее выражение для средней мощности  $\langle P \rangle$ , расходуемой пучком на возбуждение поля с частотой  $\omega_0$  при наличии дакта с повышенной плотностью:

$$\langle P \rangle = \frac{I_0^2}{c} \frac{2L}{k_0 b^2} \left\{ \operatorname{Im} \left[ \frac{\mathcal{H}_{\phi}(\omega_0/v_{\mathrm{b}},\omega_0)}{\tilde{\eta}(\omega_0) \,\Delta(\omega_0/v_{\mathrm{b}},\omega_0)} \right] + \int_{-\infty}^{+\infty} \operatorname{Im} \left[ \frac{\mathcal{H}_{\phi}(\kappa_z + \omega_0/v_{\mathrm{b}},\omega_0)}{\tilde{\eta}(\omega_0) \,\Delta(\kappa_z + \omega_0/v_{\mathrm{b}},\omega_0)} \right] \frac{\sin^2(\kappa_z L/2)}{\pi \kappa_z^2 L/2} \,\mathrm{d}\kappa_z + \operatorname{Vp} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\kappa_z} \operatorname{Re} \left[ \frac{\mathcal{H}_{\phi}(\kappa_z + \omega_0/v_{\mathrm{b}},\omega_0)}{\tilde{\eta}(\omega_0) \,\Delta(\kappa_z + \omega_0/v_{\mathrm{b}},\omega_0)} \right] \frac{\sin(\kappa_z L)}{\pi \kappa_z L} \,\mathrm{d}\kappa_z \right\}.$$
(35)

Здесь символ Vp обозначает интеграл в смысле главного значения. При выводе формулы (35) учтено соотношение

$$\frac{\mathcal{H}_{\phi}(-k_z^*, -\omega_0)}{\tilde{\eta}(-\omega_0)\,\Delta(-k_z^*, -\omega_0)} = \left[\frac{\mathcal{H}_{\phi}(k_z, \omega_0)}{\tilde{\eta}(\omega_0)\,\Delta(k_z, \omega_0)}\right]^*,\tag{36}$$

а также наличие в среде диссипативных потерь, благодаря чему полюсы подынтегрального выражения, отвечающие собственным модам дакта, оказываются смещёнными с контура интегрирования в исходном интеграле по  $k_z$ . Индекс \* в формуле (36) обозначает комплексное сопряжение.

Существенно, что формула (35) остаётся справедливой и для дакта с пониженной плотностью плазмы. Необходимо только иметь в виду, что в случае дакта с пониженной плотностью вместо полюсов  $\pm k_{z0}$  и  $\pm k_{z\nu}$  функция  $\mathcal{I}(k_z, \omega_0)$  имеет полюсы  $\pm k_{zn}$ , где  $n = 1, 2, \ldots$ , отвечающие собственным модам такого дакта. Так же, как и полюсы, соответствующие собственным модам дакта с повышенной плотностью, при наличии диссипативных потерь в плазме полюсы  $\pm k_{zn}$  смещены с действительной оси  $k_z$ .

Следует отметить, что хотя формула (35) получена в случае  $\beta \to 0$ , ею можно пользоваться для оценки величины  $\langle P \rangle$  и при отличных от нуля значениях  $\beta$ , если длина когерентности пучка превышает характерную длину затухания мод, направляемых дактом, т. е. при условиях  $\beta \ll |\text{Im } k_{z\,0}|, \beta \ll |\text{Im } k_{z\,\nu}|$  для дакта с повышенной плотностью и  $\beta \ll |\text{Im } k_{z\,n}|$  для дакта с пониженной плотностью. Заметим также, что в частном случае  $\nu_e \to 0$  из формулы (35) следует полученное в работе [16] выражение для средней мощности излучения пучка в бесстолкновительной магнитоактивной плазме при наличии дакта с повышенной плотностью.

Укажем некоторые особенности поведения средней мощности излучения  $\langle P \rangle$  в случае дакта с повышенной плотностью, представляющем значительный интерес для ряда приложений [19, 20]. Прежде всего отметим, что применительно к ионосферным условиям в случае  $\tilde{N} - N_a > N_a$  можно пренебречь вкладом полюса, отвечающего собственной моде с постоянной распространения  $k_{z0}$ , в величину  $\langle P \rangle$  даже при выполнении условия черенковского резонанса  $\omega_0/v_b = \operatorname{Re} k_{z0}$  для этой моды. Данный факт объясняется особенностями структуры поля указанной моды, которое при рассматриваемых условиях сильно локализовано внутри дакта вблизи его границы [18, 23]. В результате эта мода слабо возбуждается при инжекции тонкого электронного пучка вдоль оси дакта с повышенной плотностью плазмы. Поэтому здесь рассмотрение случая  $\omega_0/v_b = \operatorname{Re} k_{z0}$ , дакт с повышенной плотностью может поддерживать также моды, имеющие постоянные распространения  $k_{z\nu}$  и являющиеся слабозатухающими при условии  $\operatorname{Re} \tilde{P}_c < \operatorname{Re}(k_{z\nu}/k_0) < \operatorname{Re}[(\tilde{\varepsilon} - \tilde{g})^{1/2}]$ , если

отношение  $\tilde{N}/N_a$  не слишком мало, так что  $\operatorname{Re} \tilde{P}_c > \operatorname{Re}[(\varepsilon_a - g_a)^{1/2}]$  (см. [20]). Эти моды относятся к волнам объёмного типа и поэтому легче возбуждаются пучком. Чтобы оценить влияние направляющей системы на мощность излучения пучка, необходимо сравнить выражение (35) с мощностью  $\langle P_a \rangle$ , расходуемой пучком при его инжекции в однородную магнитоактивную плазму с плотностью  $N = N_a$ . Мощность  $\langle P_a \rangle$  может быть получена из формулы (35) предельным переходом  $\tilde{N} \to N_a$ . Не останавливаясь на деталях выкладок, приведём лишь результирующее выражение:

$$\langle P_a \rangle = \frac{I_0^2}{c} \frac{2L}{k_0 b^2} \left\{ \operatorname{Im} \left[ \frac{h_\phi(\omega_0/v_{\mathrm{b}},\omega_0)}{\eta_a(\omega_0)} \right] + \int_{-\infty}^{+\infty} \operatorname{Im} \left[ \frac{h_\phi(\kappa_z + \omega_0/v_{\mathrm{b}},\omega_0)}{\eta_a(\omega_0)} \right] \frac{\sin^2(\kappa_z L/2)}{\pi \kappa_z^2 L/2} \, \mathrm{d}\kappa_z + \right. \\ \left. + \operatorname{Vp} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\kappa_z} \operatorname{Re} \left[ \frac{h_\phi(\kappa_z + \omega_0/v_{\mathrm{b}},\omega_0)}{\eta_a(\omega_0)} \right] \frac{\sin(\kappa_z L)}{\pi \kappa_z L} \, \mathrm{d}\kappa_z \right\}.$$
(37)

Здесь

$$h_{\phi}(k_z,\omega_0) = \frac{i}{n_2 - n_1} \left[ n_1 J_1(k_0 q_1 b) K_1(k_0 s_1 b) - n_2 J_1(k_0 q_2 b) K_1(k_0 s_2 b) \right], \tag{38}$$

где  $s_1 = \exp(i\pi/2) q_1(k_z/k_0), s_2 = \exp(i\pi/2) q_2(k_z/k_0).$ 

Обсудим поведение величин  $\langle P \rangle$  и  $\langle P_a \rangle$  с увеличением длины пучка. Нетрудно показать, что в случае  $L \to \infty$  отношение  $\langle P \rangle / L$  перестаёт зависеть от L, так что из формулы (35) следует выражение

$$P_1 = \lim_{L \to \infty} \frac{\langle P \rangle}{L} = \frac{I_0^2}{c} \frac{4}{k_0 b^2} \operatorname{Im} \left[ \frac{\mathcal{H}_{\phi}(\omega_0/v_{\mathrm{b}},\omega_0)}{\tilde{\eta}(\omega_0) \Delta(\omega_0/v_{\mathrm{b}},\omega_0)} \right].$$
(39)

Очевидно, что величина  $P_1$  имеет смысл погонной мощности излучения пучка. Как показывает анализ выражения (35), в случае  $\omega_0/v_b = \operatorname{Re} k_{z\nu}$  соотношение  $\langle P \rangle \approx P_1 L$  имеет место при  $L \gg |\operatorname{Im} k_{z\nu}|^{-1}$ . При  $\omega_0/v_b \neq \operatorname{Re} k_{z\nu}$  указанное соотношение, как мы увидим далее, выполняется для существенно меньших длин L. Выражение для погонной мощности излучения  $P_{1a} = \lim_{L\to\infty} (\langle P_a \rangle / L)$  пучка, инжектируемого в однородную безграничную плазму с плотностью  $N = N_a$ , может быть получено из формулы (39) заменой  $\mathcal{H}_{\phi}(k_z, \omega_0) / [\tilde{\eta}(\omega_0) \Delta(k_z, \omega_0)] \rightarrow h_{\phi}(k_z, \omega_0) / \eta_a(\omega_0)$ . Заметим, что результирующая формула для  $P_{1a}$  при стремлении эффективной частоты соударений к нулю переходит в полученое ранее в работе [13] выражение для погонной мощности излучения модулированного электронного пучка, инжектируемого в однородную безстолкновительную плазму.

# 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЁТОВ

Приведём некоторые выборочные результаты численных расчётов мощности  $\langle P \rangle$  применительно к случаю инжекции пучка вдоль внешнего магнитного поля при наличии дакта с повышенной плотностью плазмы. Расчёты проводились по формуле (35). Для сравнения по формуле (37) вычислялась также мощность  $\langle P_a \rangle$ , отвечающая случаю инжекции пучка в однородную фоновую плазму. Расчёты были выполнены применительно к ионосферным условиям при  $\omega_0/(2\pi) = 120$  кГц,  $B_0 = 0.5$  Гс,  $N_a = 10^6$  см<sup>-3</sup>,  $\tilde{N}/N_a = 3$ ,  $\nu_e = 10^{-3}\omega_0$ , a = 10 м, b = 1.5 м. Заметим, что параметры пучка, используемые при расчётах, отвечают условиям соответствующих ионосферных экспериментов (ср. с [5, 14]). При выбранных выше параметрах дакт с повышенной плотностью плазмы поддерживает одну собственную моду и несколько слабовытекающих несобственных мод.

Т. М. Заборонкова, К. Краффт, А. В. Кудрин, М. Ю. Лях

Результаты численных расчётов представлены на рис. 2 в виде зависимостей нормированных на  $I_0^2$  величин  $\langle P \rangle$  и  $\langle P_a \rangle$  от параметра  $c/v_b$  при L = 5 км. В рассматриваемом случае индекс  $\nu$ моды с наименьшей постоянной затухания равен единице. Комплексная постоянная распространения этой моды имеет значение  $k_{z1} = k_0 (24,39 - i0,074)$ . Нетрудно убедиться, что величина  $\operatorname{Re}(k_{z1}/k_0)$  действительно находится в интервале между  $\operatorname{Re} \tilde{P}_c$  и  $\operatorname{Re}[(\tilde{\varepsilon} - \tilde{g})^{1/2}]$ .

Как видно из представленных данных, наличие дакта плотности существенно влияет на зависимость мощности, теряемой пучком, от его скорости. Так, например, при  $c/v_{\rm b} = {\rm Re}(k_{z\nu}/k_0)$  наблюдаются резонансные пики мощности  $\langle P \rangle$ , связанные с черенковским возбуждением пучком мод с постоянными распространения  $k_{z\nu}$ . С ростом эффективной частоты электронных соударений, сопровождающимся увеличением постоянных затухания направляемых дактом мод, высота данных резонансных пиков уменьшается, а их ширина увеличивается. Примечательно, что резонансные пики средней мощности  $\langle P \rangle$  становятся заметными, когда длина пучка существенно превышает длину волны биений  $\Lambda$  $= 2\pi/\mathrm{Re}\left(k_{z\,\nu+1} - k_{z\,\nu}\right)$  соседних мод. Напротив, при отсутствии дакта плотности мощность  $\langle P_a \rangle$ представляет собой гладкую функцию параметра  $c/v_{\rm b}$  за исключением области, в которой параметр  $c/v_{\rm b}$  становится близким к величине  ${\rm Re} P_{\rm c} =$ = 12,9, отвечающей конической рефракции.



Рис. 2. Зависимость средней мощности, теряемой пучком на частоте модуляции, от параметра  $c/v_{\rm b}$  (кривая 1) при  $\omega_0/2\pi = 120$  кГц,  $B_0 = 0.5$  Гс,  $N_a = 10^6$  см<sup>-3</sup>,  $\tilde{N}/N_a = 3$ ,  $\nu_{\rm e}/\omega_0 = 10^{-3}$ , a = 10 м, b = 1.5 м, L = 5 км. Кривая 2 показывает аналогичную зависимость в случае инжекции пучка в однородную фоновую плазму при тех же параметрах

На рис. 3 изображены величины  $\langle P \rangle$  и  $\langle P_a \rangle$  (сплошные линии), а также  $P_1L$  и  $P_1{}_aL$  (штриховые линии) как функции длины пучка L при  $c/v_b = \operatorname{Re}(k_{z\,1}/k_0) = 24,39$ . Аналогичные зависимости величин  $\langle P_a \rangle$  и  $P_1{}_aL$  при  $c/v_b = \operatorname{Re} P_c = 12,9$  показаны на рис. 4. Из представленных на рис. 3 зависимостей видно, что если длина пучка L достаточно велича, то величина  $\langle P \rangle$ , соответствующая первому резонансному пику кривой 1 на рис. 2, увеличивается с ростом L значительно быстрее, чем величина  $\langle P_a \rangle$  при том же значении параметра  $c/v_b$ . Для пучка, длина которого много больше характерного масштаба затухания  $|\operatorname{Im} k_{z\nu}|^{-1}$  моды (например,  $|\operatorname{Im} k_{z1}|^{-1} = 5,4$  км), отношение  $\langle P \rangle/L$  становится практически независящим от длины L и величину  $\langle P \rangle$  можно оценивать путём умножения погонной мощности излучения  $P_1$  пучка на его длину (см. рис. 3). Если же параметр  $c/v_b$  лежит между резонансными значениями, то указанная выше оценка величины  $\langle P \rangle$  справедлива уже при  $L \gg (k_0 \operatorname{Re} \tilde{P}_c)^{-1}$ , т. е. для пучка, протяжённость которого может быть значительно меньше длины затухания направляемых мод. Проведённые расчёты показывают, что учёт столкновительных потерь позволяет пользоваться для оценки мощности излучения пучка довольно простой формулой (39) начиная с гораздо меньших (и легко реализуемых на практике) значений длины пучка по сравнению со случаем бесстолкновительной плазмы.

Интересно заметить, что для пучка, распространяющегося в однородной магнитоактивной плазме, величины  $\langle P_a \rangle$  и  $P_{1a}L$  практически совпадают, если длина пучка много больше характерной длины волны вистлера (зависимости этих величин от L на рис. 3 совпадают с графической точностью). Исключение составляет лишь случай, когда параметр  $c/v_b$  становится близким к Re  $P_c$  (рис. 4). В этом случае соотношение  $\langle P_a \rangle \approx P_{1a}L$  оказывается справедливым для пучка, длина которого существенно превышает характерный масштаб затухания волн конической



Рис. 3. Зависимости величин  $\langle P \rangle$  и  $P_1L$  при наличии дакта плотности и величин  $\langle P_a \rangle$  и  $P_{1a}L$  в случае однородной фоновой плазмы от длины пучка при  $c/v_{\rm b} = \operatorname{Re}(k_{z\,1}/k_0) = 24,39$ . Остальные параметры те же, что и для рис. 2



Рис. 4. Зависимости величин  $\langle P_a \rangle$  и  $P_{1\,a}L$  от длины пучка при  $c/v_{\rm b} = {\rm Re}\,P_{\rm c} = 12,9.$  Остальные параметры те же, что и для рис. 2 и 3

рефракции вдоль внешнего магнитного поля.

Представленные результаты позволяют легко проследить, как теряемая тонким пучком мощность зависит от его основных параметров (скорости, протяжённости, силы тока). Мы не останавливаемся на анализе зависимости теряемой пучком мощности от параметров дакта и окружающей плазмы, поскольку их изменение (в пределах, представляющих интерес для обсуждаемых здесь приложений) сказывается лишь на расположении и высоте резонансных пиков мощности  $\langle P \rangle$  и не сопровождается появлением каких-либо принципиально новых особенностей в поведении характеристик излучения пучка.

#### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрено возбуждение электромагнитных волн модулированным электронным пучком конечной длины, инжектируемым вдоль оси цилиндрического дакта плотности в столкновительной магнитоактивной плазме. Получено строгое интегральное представление поля, возбуждаемого пучком, а также выражение для средней по времени мощности, теряемой пучком на частоте модуляции при наличии в плазме дакта плотности, ориентированного вдоль внешнего магнитного поля.

Из проведённого рассмотрения следует, что при черенковском резонансе пучка с одной из слабозатухающих объёмных свистовых мод дакта с повышенной плотностью плазмы возможно заметное увеличение мощности излучения пучка на частоте модуляции по сравнению со случаем инжекции пучка в однородную фоновую плазму. Кроме того, в работе определены условия, при которых для оценки мощности излучения пучка конечной длины может быть использована погонная мощность излучения бесконечно протяжённого пучка.

Наконец, отметим, что в настоящей работе при анализе излучения пучка, инжектируемого

Т. М. Заборонкова, К. Краффт, А. В. Кудрин, М. Ю. Лях

вдоль внешнего магнитного поля, не учитывались наличие поперечной составляющей скорости частиц пучка и связанная с этим возможность возбуждения несимметричных волн. Проведённые оценки, однако, показывают, что при гирорадиусе электронов порядка радиуса пучка вклад несимметричных волн в мощность, теряемую достаточно тонким пучком, оказывается незначительным по сравнению с вкладом симметричных волн. Это обстоятельство позволяет ограничиться анализом возбуждения лишь азимутально-симметричных волн при инжекции сравнительно тонкого электронного пучка вдоль оси дакта плотности в магнитоактивной плазме.

Настоящая работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 04–02–16344, 04–02–16506), Совета при Президенте РФ по поддержке ведущих научных школ (грант № НШ–1639.2003.2), программы «Университеты России» Министерства образования и науки РФ (проект № УР.01.01.176), а также программы CNRS PICS 131 (Франция).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Shawhan S. D., Murphy G. B., Banks P. M., et al. // Radio Sci. 1984. V. 19, No. 2. P. 471.
- 2. Goerke R. T., Kellog P. J., Monson S. J. // J. Geophys. Res. A. 1990. V. 95, No. 4. P. 4277.
- 3. Neubert T., Banks P. M. // Planet. Space Sci. 1992. V. 40, No. 2–3. P. 153.
- 4. Krafft C., Thévenet P., Matthieussent G., et al. // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 72, No. 5. P. 649.
- 5. Krafft C., Matthieussent G., Thévenet P., Bresson S. // Phys. Plasmas. 1994. V. 1, No. 7. P. 2163.
- 6. Костров А. В., Краффт К., Матьесан Ж. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т. 67, вып. 6. С. 378.
- 7. Starodubtsev M., Krafft C., Lundin B., Thévenet P. // Phys. Plasmas. 1999. V. 6, No. 7. P. 2862.
- 8. Karpman V. I. // Planet. Space Sci. 1974. V. 22, No. 12. P. 1597.
- 9. Harker K. J., Banks P. M. // Radio Sci. 1984. V. 19, No. 2. P. 454.
- 10. Harker K. J., Banks P. M. // Planet. Space Sci. 1985. V. 33, No. 8. P. 953.
- 11. Harker K. J., Banks P. M. // Planet. Space Sci. 1987. V. 35, No. 1. P. 11.
- 12. Lavergnat J., Lehner T., Matthieussent G. // Phys. Fluids. 1984. V. 27, No. 7. P. 1632.
- Lundin B., Chmyrev V., Krafft C., Matthieussent G. // J. Geophys. Res. A. 1994. V. 99, No. 8. P. 14987.
- 14. Volokitin A., Krafft C., Matthieussent G. // Phys. Plasmas. 1995. V. 2, No. 11. P. 4 297.
- 15. Krafft C., Volokitin A., Matthieussent G. // Phys. Plasmas. 1996. V. 3, No. 3. P. 1 120.
- Kudrin A. V., Lyakh M. Yu., Zaboronkova T. M., Krafft C. // Phys. Plasmas. 2002. V.9, No. 4. P.1401.
- 17. Марков Г. А. // Физика плазмы. 1988. Т. 14, вып. 9. С. 1094.
- 18. Kostrov A. V., Kudrin A. V., Kurina L. E., et al. // Phys. Scripta. 2002. V. 62. Pt. 1. P. 51.
- 19. Chugunov Yu. V., Markov G. A. // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2001. V. 63, No. 17. P. 1775.
- 20. Kondrat'ev I. G., Kudrin A. V., Zaboronkova T. M. Electrodynamics of density ducts in magnetized plasmas. Amsterdam: Gordon and Breach, 1999. 288 p.
- 21. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 684 с.
- 22. Владимиров В.С. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1988. 512 с.
- 23. Заборонкова Т. М., Кудрин А. В., Лях М. Ю., Попова Л. Л. // Изв. вузов. Радиофизика. 2002. Т. 45, № 10. С. 835.

Поступила в редакцию 12 февраля 2005 г.; принята в печать 29 августа 2005 г.

# WHISTLER WAVE EMISSION FROM A MODULATED ELECTRON BEAM IN A COLLISIONAL MAGNETOPLASMA IN THE PRESENCE OF A DENSITY DUCT

T. M. Zaboronkova, C. Krafft, A. V. Kudrin, and M. Yu. Lyakh

We study the radiation from a modulated electron beam injected along the axis of a cylindrical density duct in a magnetoplasma. An expression for the average power lost by the beam at the modulation frequency is obtained and analyzed. It is shown that in the case of Čerenkov resonance of the beam with a weakly damped whistler mode of an enhanced-density duct, a noticeable increase in this power is possible compared with the case where the beam is injected into a homogeneous background magnetoplasma. Based on the results of numerical calculations performed for conditions of the Earth's ionosphere, we give estimates of an increase in the power radiated from the beam in the whistler range in the presence of a cylindrical duct with enhanced density.

УДК 533.951+537.868

# ОСОБЕННОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ИСКУССТВЕННОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ИОНОСФЕРЫ ПРИ НАКЛОННОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА НЕЁ МОЩНОЙ РАДИОВОЛНОЙ

В. Л. Фролов, Д. И. Недзвецкий, Г. П. Комраков

Научно-исследовательский радиофизический институт, г. Нижний Новгород, Россия

Представлены результаты измерений характеристик искусственного радиоизлучения ионосферы при изменении зенитного угла излучения пучка мощных радиоволн О-поляризации в плоскости геомагнитного меридиана. Эксперименты были выполнены на среднеширотном нагревном стенде «Сура». Установлено, что максимальная интенсивность таких компонент излучения, как DM и BC, наблюдается при углах наклона луча антенны  $\theta \approx 8^{\circ} \div 12^{\circ}$  к югу, при которых имеет место и наиболее интенсивная генерация мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей. По результатам измерений вблизи 4-й и 5-й гармоник гирочастоты электронов установлено, что генерация первой компоненты BUM (BUM-1) происходит только тогда, когда волна накачки достигает области плазменного резонанса. Это даёт основание полагать, что механизм генерации BUM-1 должен быть связан с процессами взаимодействия мощной радиоволны с плазмой в области плазменного резонанса в отличие от второй компоненты BUM (BUM-2), генерация которой определяется развитием неустойчивостей в области верхнегибридного резонанса.

#### ВВЕДЕНИЕ

Многочисленные эксперименты, выполненные в авроральных и средних широтах с изменением ориентации луча излучающей антенны мощного нагревного стенда, позволили установить, что наиболее интенсивная искусственная ионосферная турбулентность (нагрев плазмы и изменение её плотности, низкочастотные и высокочастотные плазменные колебания, потоки плазмы и ускоренных электронов и др.) возбуждается, когда мощная электромагнитная волна О-поляризации (волна накачки) излучается под углами, близкими к направлению силовых линий геомагнитного поля. В предыдущие годы такие измерения, в первую очередь, относились к изучению особенностей возбуждения мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей плотности плазмы (МИИН), определяющих аномальное ослабление как самой волны накачки, так и пробных волн, зондирующих возмущённую область ионосферы [1], а также интенсивность ракурсного рассеяния излучения КВ и УКВ диапазонов [2, 3]. Позднее было установлено, что генерация крупномасштабных неоднородностей плотности плазмы также более эффективна при малых углах между волновым вектором мощной радиоволны и геомагнитным полем [4, 5]. При выполнении условий «сверхрефракции» мощных радиоволн в возмущённой области ионосферы вблизи уровня их отражения, когда лучи искривляются таким образом, что область их отражения заключена в узкой трубке силовых линий геомагнитного поля, возможен очень сильный разогрев плазмы и значительное изменение её концентрации [6]. Наконец, в последних экспериментах на нагревном стенде в г. Тромсё (Норвегия) [7], которые были выполнены при использовании различных методов диагностики искусственной ионосферной турбулентности (ИИТ) в одном цикле измерений, было убедительно показано, что наиболее сильные искусственные ионосферные возмущения, включающие увеличение температуры электронов плазмы, усиление интенсивности плазменных колебаний, увеличение интенсивности мелкомасштабных неоднородностей плотности плазмы и усиление оптического свечения из возмущённой области ионосферы, наблюдаются при ориентации луча антенны стенда вдоль силовой линии геомагнитного поля. Значительное усиление

интенсивности оптического излучения из возмущённой области ионосферы в линии атомарного кислорода с длиной волны  $\lambda = 5577$  Å было также обнаружено в экспериментах на стенде HAARP (Аляска, США) при ориентации луча антенны стенда вдоль силовых линий геомагнитного поля [8].

Для объяснения большинства перечисленных выше эффектов в настоящее время предложена теория нелинейной резонансной параметрической неустойчивости и генерации крупномасштабных плазменных неоднородностей при наличии развитых МИИН [9]. Эта теория учитывает процесс нелинейной самофокусировки распространяющейся вдоль силовых линий геомагнитного поля мощной радиоволны на локальных областях с развитыми анизотропными мелкомасштабными флуктуациями плотности плазмы, в результате чего в них происходит значительное усиление разогрева плазмы и генерации ИИТ. Результаты экспериментов [6] объясняются в рамках теории нелинейной рефракции [10], учитывающей изменение плотности плазмы в поле мощной радиоволны.

В настоящей работе рассматриваются результаты выполненных на стенде «Сура» (НИРФИ, г. Нижний Новгород) экспериментов по изучению особенностей генерации искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ) в зависимости от зенитного угла излучения мощной радиоволны при сканировании лучом диаграммы направленности антенны стенда в плоскости геомагнитного меридиана в пределах ±16° от вертикали.

Изучению свойств ИРИ, которое позволяет проводить диагностику развивающихся в возмущённой области ионосферы высокочастотных и низкочастотных плазменных процессов без использования дополнительных технических средств зондирования в режиме пассивной локации, посвящено большое число работ (см., например, [11–14] и цитируемую там литературу). К настоящему времени эмпирические характеристики отдельных спектральных компонент ИРИ изучены достаточно хорошо, а для основных составляющих излучения: DM (downshifted maximum), BC (broad continuum), NC (narrow continuum) и BUM (broad up-shifted maximum), предложены теоретические модели, объясняющие их наиболее важные свойства. Обсуждение этих моделей можно найти, например, в [13]. В последнее время на основе искусственного радиоизлучения ионосферы стали активно разрабатываться и широко использоваться различные методы диагностики высокочастотной и низкочастотной составляющих ИИТ. Это потребовало более полного изучения свойств ИРИ, в частности зависимости распределения его интенсивности по возмущённой области ионосферы. При использовании достаточно узкого пучка мощных радиоволн такого рода данные наиболее просто могут быть получены в экспериментах с изменением угла излучения по отношению к вертикали или к направлению силовых линий геомагнитного поля. Кроме того, эти же эксперименты, как следует из полученных результатов, дают возможность получить некоторые важные дополнительные сведения о механизмах генерации ИРИ.

Исследования зависимости свойств компонент DM, BC и NC искусственного радиоизлучения ионосферы от угла наклона диаграммы направленности передающей антенны в плоскости геомагнитного меридиана были начаты на стенде «Сура» ещё в 1986 году. Полученные результаты были частично опубликованы в [15]. В связи с возросшим в последнее время интересом к изучению взаимодействия мощных радиоволн с ионосферной плазмой при распространении волны накачки под углами, близкими к направлению силовых линий геомагнитного поля, в 2002–2003 годах на стенде «Сура» были выполнены новые эксперименты при различных углах излучения мощной радиоволны. Постановка этих экспериментов учитывала также полученные в последние годы дополнительные сведения о гирогармонических свойствах ИРИ. Детальное рассмотрение результатов упомянутых выше измерений и составляет содержание настоящей работы. В разделе 1 анализируются результаты экспериментов 1986 года, когда воздействие на ионосферу осуществлялось на частоте  $f_{\rm BH} = 4\,785$  кГц, лежащей вне областей гирогармонических резонан-

сов. В разделах 2 и 3 приводятся данные измерений при частотах волн накачки, близких к 5-й (измерения 2002 года) и 4-й (измерения 2003 года) гармоникам гирочастоты электронов  $f_{ce} = 1,3\div1,35$  МГц. Здесь главным образом рассматриваются характеристики компоненты BUM, однако ряд полученных в экспериментах результатов касается также свойств компонент DM, NC и UM (up-shifted maximum). В разделе 4 сформулированы полученные результаты, в разделе 5 сделаны заключительные замечания.

# 1. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ 1986 ГОДА

Первые эксперименты по изучению свойств ИРИ со сканированием лучом передающей антенны в плоскости геомагнитного меридиана были выполнены на стенде «Сура» в марте-мае 1986 года в дневных условиях в спокойной ионосфере. Сканирование проводилось с шагом 4° в диапазоне от 16° к северу до 16° к югу (угол наклона линий геомагнитного поля над стендом составляет  $\chi \approx 19^{\circ}$ ). Мощная радиоволна излучалась на частоте  $f_{\rm BH} = 4.785$  кГц, лежащей практически посредине частотного диапазона между третьей и четвёртой гармониками гирочастоты электронов, вне областей с сильными гирогармоническими эффектами, наблюдающимися при  $|f_{\rm BH} - nf_{\rm ce}| \leq 100 \div 200$  кГц; здесь n — номер гирогармоники [12–14]. В этих измерениях использовался синхронный режим излучения всех трёх передающих модулей стенда, что обеспечивало формирование узкой диаграммы направленности карандашного типа с шириной луча около 10°. Приведённая эффективная мощность излучения с учётом регулярного поглощения радиоволн в нижних слоях ионосферы составляла около 20 МВт. Волна накачки излучалась в течение 0,5 мин, затем следовала пауза в течение 4,5 мин. Динамика развития ИРИ измерялась при трёх отстройках от частоты волны накачки: –11 кГц (область DM), –24 и –46 кГц (область BC).

Результаты выполненных в этих экспериментах измерений представлены на рис. 1. Здесь сплошными тонкими линиями показаны зависимости интенсивности искусственного радиоизлучения ионосферы от угла наклона луча антенны стенда для стадии максимального уровня ИРИ, наблюдающейся через 1÷3 с после начала воздействия, а пунктирными линиями — для стационарной стадии, наступающей после развития overshoot-эффекта (уменьшения интенсивности излучения при установлении стационарного уровня ИРИ) [11]. Все зависимости нормированы на максимальную наблюдаемую в этом цикле измерений интенсивность излучения для  $\Delta f$  = = -11 кГц при зенитном угле наклона диаграммы направленности  $\theta = 4^{\circ}$  к югу. Также на рис. 1 (жирная линия) построена взятая из работы [2] нормированная зависимость стационарной интенсивности сигнала ракурсного рассеяния на неоднородностях с характерным поперечным масштабом  $l_{\perp} \approx 3$  м, которая отражает характер зависимости интенсивности МИИН от ориентации луча антенны стенда. Заметим, что представленные здесь результаты измерений ИРИ и сигналов ракурсного рассеяния были получены хотя и в разные периоды наблюдений, но в схожих ионосферных условиях. Различия касаются длительности излучения волны накачки: в экспериментах по изучению характеристик рассеяния на МИИН длительность импульсов нагрева составляла 2 мин с тем же периодом повторения 5 мин.

Рассмотрим сначала зависимости интенсивности компонент DM и BC ИРИ на стадии их максимального развития (сплошные тонкие линии на рис. 1). Для всех трёх отстроек характерным является наличие максимума интенсивности излучения, который для компоненты DM ( $\Delta f =$  $= -11 \text{ к}\Gamma \text{ц}$ ) имеет место при отклонении луча к югу на угол 4° и на угол 8° — для компоненты BC ( $\Delta f = -24 \text{ и} - 46 \text{ к}\Gamma \text{ц}$ ). Интенсивность излучения достаточно плавно уменьшается при приближении луча к зениту и далее при  $\theta < 0$  (отклонение луча к северу) и более резко спадает при большем отклонении луча к югу ( $\theta > 0$ ). Разность интенсивностей ИРИ для «южных» углов, где наблюдается наиболее интенсивное излучение, и соответствующих им «северных» углов

В. Л. Фролов, Д. И. Недзвецкий, Г. П. Комраков



Рис. 1

составляет здесь 4÷6 дБ и в целом соответствует приведённой на рис. 1 угловой зависимости интенсивности МИИН.

Несколько иной характер угловой зависимости имеет место в случае стационарной интенсивности ИРИ, которая достигается к концу импульса излучения волны накачки (пунктирные линии на рис. 1). Здесь для всех трёх отстроек наблюдается практически постоянная интенсивность излучения во всей области северных углов наклона диаграммы направленности вплоть до зенита (для компоненты DM) или даже до  $\theta = 4^{\circ}$  (для компоненты BC). При  $\theta \approx 8^{\circ} \div 12^{\circ}$  для всех отстроек наблюдается резко выделенный максимум интенсивности излучения с контрастностью 5÷8 дБ (с большей контрастностью для бо́льших отрицательных отстроек). Поскольку стационарные уровни интенсивности компонент DM и BC при таких мощностях волны накачки испытывают насыщение и поэтому слабо зависят от мощности волны накачки и ионосферных параметров [11], такой заметный максимум интенсивности излучения на стационарной стадии развития ИИТ может свидетельствовать о достаточно сильном изменении условий генерации ИРИ, а следовательно, и свойств возбуждаемой ионосферной турбулентности. Аналогичные результаты относительно соотношения интенсивности ИРИ в северных и южных секторах наклона (при  $\theta = \pm 8^{\circ}$ ) были получены позднее в эксперименте [16]. Здесь также необходимо отметить начатые в последнее время измерения на стенде HAARP (Аляска, США) [17], показавшие максимальную интенсивность компонент DM и BC при излучении волны накачки вдоль линий геомагнитного поля ( $\chi \approx 15^{\circ}$ ).

Следует подчеркнуть, что связь генерации тепловых компонент ИРИ (DM и BC) с развитием МИИН неоднократно отмечалась ранее (см., например, [11, 13, 18]). Полученное выше достаточно хорошее совпадение угловых зависимостей интенсивности компонент DM и BC с соответствующей угловой зависимостью интенсивности МИИН может рассматриваться как ещё одно важное

свидетельство того, что механизмы генерации указанных компонент ИРИ должны быть тесно связаны с генерацией мелкомасштабных неоднородностей.

Из представленных выше результатов можно сделать вывод, что, по крайней мере, для компонент DM и BC при работе с широкими (около 20°) вертикальными пучками мощных радиоволн южный край возмущённой области вносит заметно бо́льший вклад в регистрируемый в измерениях интегральный уровень интенсивности ИРИ как на максимальной, так и на стационарной фазах его развития. Это необходимо принимать во внимание при интерпретации результатов измерений, в которых ИРИ используется в качестве основы методов диагностики искусственной ионосферной турбулентности.

### 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ 2002 ГОДА

Основываясь на известных экспериментальных и теоретических результатах, в августе 2002 года на стенде «Сура» был проведён новый цикл исследований зависимости характеристик ИИТ от зенитного угла излучения мощной радиоволны. Измерения проводились при сканировании лучом антенны в плоскости геомагнитного меридиана с шагом  $2^{\circ}$  в интервале углов  $\theta = 6^{\circ} \div 14^{\circ}$ , где, как было показано в разделе 1, наблюдается наиболее интенсивная генерация ИРИ и МИИН. Отличительной особенностью этих экспериментов явилось то, что они выполнялись при частоте волны накачки, близкой к 5-й гармонике гирочастоты электронов ( $f_{\rm BH} \approx 5 f_{\rm ce} \approx 6.6 \div 6.7$  МГц). При этом даже при небольших изменениях частоты  $f_{\rm BH}$  наблюдаются сильные вариации характеристик возбуждаемой турбулентности, что приводит к резким изменениям свойств ИРИ. Это, например, проявляется в исчезновении компоненты DM при  $f_{\rm BH} \approx 5 f_{\rm ce}$ , в усилении компонент DM и BC при частоте волны накачки, немного (на  $30 \div 40$  кГц) меньшей  $5f_{ce}$ , в генерации компоненты ВUМ в области частот волны накачки  $f_{\rm BH} - 5 f_{\rm ce} \approx (-10) \div 200$  кГц и др. [12–14]. Здесь важно подчеркнуть, что согласно [14] компонента BUM является композицией двух составляющих. При  $|f_{\rm BH} - nf_{\rm ce}| \leq 20$  кГц превалирует первая компонента (BUM-1), отличительной особенностью которой является то, что она наблюдается в условиях подавления генерации тепловой (резонансной) параметрической неустойчивости и имеет слабую зависимость частоты максимума спектральной интенсивности от  $f_{\rm BH}$ . В [19] BUM-1 отвечает «быстрой» компоненте BUM. Генерация компоненты BUM-2 регистрируется при  $f_{\rm BH} - n f_{\rm ce} > 0$  и связывается с развитием турбулентности на уровне верхнегибридного резонанса, а частота максимума спектральной интенсивности BUM-2 линейно растёт с увеличением  $f_{\rm BH}$ .

В рассматриваемом здесь цикле исследований измерения проводились с использованием только двух модулей стенда. При этом эффективная мощность излучения составляла около 100 MBт при ширине диаграммы направленности излучения приблизительно  $7^{\circ} \times 11^{\circ}$  (диаграмма более широкая в плоскости геомагнитного меридиана). Эксперименты выполнялись в вечернее время суток в невозмущённых условиях, когда линейное поглощение волны накачки в нижних слоях ионосферы на пути распространения вверх не превышало нескольких децибел, а эффективная мощность излучения с учётом такого поглощения составляла 50÷80 MBт.

Схема измерений была организована следующим образом. Волна накачки излучалась импульсами длительностью  $20\div60$  с с периодом повторения 5 мин. Длительность импульсов выбиралась такой, чтобы успевал установиться стационарный уровень ИРИ, спектральная интенсивность которого регистрировалась с помощью спектроанализатора HP-3585A с точностью  $1\div2$  дБ по одному сеансу измерений. Вариации интенсивности излучения в разные дни даже в схожих ионосферных условиях могли достигать  $3\div5$  дБ вследствие несколько отличных значений линейного поглощения, критических частот и профилей концентрации плазмы в *F*-области ионосферы вблизи точки отражения волны накачки. Длительность паузы в  $4\div4,5$  мин была достаточной для

релаксации создаваемых искусственных возмущений, поэтому каждое новое включение волны накачки осуществлялось в режиме, близком к «холодному старту». Для каждого угла наклона луча антенны вначале определялась частота гармоники гирорезонанса по частоте исчезновения компоненты DM в спектре ИРИ [12–14]; контроль частоты гирогармоники эпизодически повторялся, что давало возможность отследить изменения высоты отражения волны накачки и учесть эти изменения и связанные с ними вариации характеристик ИРИ при обработке экспериментальных данных. С шагом 10÷20 кГц, используя один-два цикла нагрева на каждой частоте волны накачки, проходился диапазон частот от  $f_{\rm BH} \approx 5 f_{\rm ce}$  (вблизи частоты  $5 f_{\rm ce}$  использовался более мелкий шаг) до  $f_{\rm BH} \approx 5 f_{\rm ce} + 100$  кГц, пока компонента BUM ещё надёжно выделялась в спектре излучения. Это позволяло определить изменение свойств ИРИ практически во всей области генерации компоненты BUM. Длительность цикла измерений для каждого угла наклона  $\theta$  составляла около 1,5÷2 часов. По завершению цикла угол наклона изменялся, и измерения повторялись, чаще всего, уже на следующий день наблюдений, но в приблизительно тех же ионосферных условиях. Последние во время экспериментов контролировались с помощью ионосферной станции «Базис», работавшей в автоматическом режиме с периодом съёма ионограмм 5 или 15 мин. В силу достаточно большой длительности цикла измерений, а также ограниченных финансовых возможностей для проведения экспериментов на стенде «Сура», в каждую нагревную кампанию удавалось выполнить только один проход по запланированной области углов наклона диаграммы направленности излучения мощной радиоволны. Однако очевидные недостатки единичности выполненных измерений, как это будет ясно ниже, в значительной мере компенсируются тем фактом, что в основе анализа экспериментальных данных лежит сравнение не абсолютных интенсивностей принимаемого излучения, а характера полученных угловых зависимостей интенсивностей для компоненты DM и обеих компонент BUM.

На рис. 2 представлены примеры результатов измерения пиковых значений спектральных интенсивностей компонент DM и BUM, выраженных в децибелах относительно 1 мВт (дБм), при углах наклона диаграммы направленности антенны  $\theta = 6^{\circ}$  (рис. 2a) и  $\theta = 10^{\circ}$  (рис.  $2\delta$ ). Здесь по эффекту подавления компоненты DM хорошо видны области гирогармонического резонанса для  $5f_{ce} = 6\,670$  кГц (рис. 2a, высота отражения волны накачки  $h \approx 216$  км) и  $5f_{ce} \approx 6\,610$  кГц (рис.  $2\delta$ , высота отражения волны накачки  $h \approx 237$  км). Отличительной особенностью этих зависимостей



Рис. 2

748

является наличие существенно более мощной компоненты BUM при малых отстройках от гирорезонанса ( $f_{\rm BH} - 5f_{\rm ce} \approx 0 \div 20 \ {\rm k}\Gamma{\rm q}$ ) по сравнению с бо́льшими отстройками для угла наклона  $\theta = 6^{\circ}$ и отсутствие такого резкого различия зависимостей для  $\theta = 10^{\circ}$ .

Детальный анализ экспериментальных данных, полученных при различных углах наклона диаграммы направленности антенны, проводился по пиковым значениям спектральной плотности интенсивности компонент DM и BUM для трёх интервалов частоты волны накачки относительно  $5f_{ce}$ :

1) когда частота волны накачки практически совпадала с 5-й гармоникой гирорезонанса, при этом в спектре ИРИ наблюдалось подавление генерации компоненты DM, а компонента BUM при углах излучения  $\theta$ , близких к зениту, соответствовала составляющей BUM-1, генерация которой в стационарных спектрах излучения обнаруживается только в узкой области частот вблизи гирогармонического резонанса [14];

2) когда частота волны накачки была приблизительно на 40 кГц выше  $5f_{ce}$ , при этом в спектре ИРИ наблюдалась уже восстановившаяся компонента DM и интенсивная компонента BUM, соответствующая составляющей BUM-2, генерация которой имеет место только при  $f_{BH} > nf_{ce}$  [14];

3) когда частота волны накачки была приблизительно на 100 к $\Gamma$ ц выше 5 $f_{ce}$ , при этом в спектре ИРИ доминировала компонента DM, но также наблюдалась слабая компонента BUM-2.

Области 1, 2 и 3 отмечены цифрами на оси частот рис. 2. На рис. 3 в зависимости от зенитного угла наклона диаграммы направленности представлены зависимости пиковых значений спектральной плотности интенсивности компонент DM, BUM-1 и BUM-2.

Анализ полученных данных позволил установить, что характер зависимости интенсивности компоненты BUM от угла  $\theta$  для областей 2 и 3 практически совпадает. Это свидетельствует о

том, что здесь регистрируется одна и та же компонента BUM — BUM-2. Поэтому на рис. 3 приводится зависимость интенсивности компоненты BUM-2 от угла  $\theta$  только для области 2. Из рис. 3 видно, что при увеличении  $\theta$  от 6° до 12° интенсивность компоненты BUM-2 в среднем достаточно слабо уменьшается с ростом угла наклона (приблизительно на 2÷3 дБ, что, вообще говоря, находится в пределах ошибки измерений). Отметим, что интенсивность компоненты DM в области 2 также уменьшается на близкую величину.



Угловая зависимость интенсивности компоненты BUM-1, определённой по измерениям при  $f_{\rm BH} \approx 5f_{\rm ce}$ , показывает совершенно иное поведение по сравнению с BUM-2: максимальная интенсивность компоненты BUM-1 наблюдается при  $\theta \leq 8^{\circ}$ , а с ростом угла  $\theta$  от  $8^{\circ}$  до 12° происходит её резкое уменьшение приблизительно на 16 дБ. Такое резкое различие поведения интенсивности компонент BUM-1 и BUM-2 при изменении угла наклона диаграммы направленности антенны является явным свидетельством того, что здесь наблюдаются разные компоненты излучения. Это можно рассматривать как новое подтверждение двухкомпонентной структуры BUM, установленной ранее в [14, 19]. Следует заметить, что в этом цикле измерений часто́ты гармоник гирорезонанса для углов наклона  $8^{\circ}$  и 10°, где как раз и наблюдается резкое изменение интенсивности компоненты BUM-1, составляли 6 630 и 6 610 кГц. Следовательно, измерения при этих углах наклона диаграммы направленности проводились практически на одних и тех же высотах.

Это исключает возможность связи наблюдаемого резкого уменьшения интенсивности BUM-1 с изменением высоты его генерации.

С помощью модельных расчётов с учётом пороговой мощности генерации компоненты BUM  $P_{\text{пор}} \approx 5 \text{ MBr} [19]$  и ширины диаграммы направленности излучающей антенны (приблизительно 11°) легко показать, что угол  $\theta \approx 10^{\circ}$ , определяющий границу области генерации BUM-1, хорошо соответствует критическому углу  $\theta_{\text{кр}} = \arcsin[f_{\text{ce}}^{1/2} (f_{\text{ce}} + f_{\text{BH}})^{-1/2} \sin \chi] \approx 6^{\circ}$  для условий наших экспериментов ( $\chi \approx 19^{\circ}$  — угол наклонения геомагнитного поля над стендом «Сура»). При этом согласно [20] только при  $\theta \leq \theta_{\text{кр}}$  волны О-поляризации отражаются на одной и той же высоте в области плазменного резонанса. Тогда на основе полученных результатов естественно предположить, что генерация компоненты BUM-1 должна быть каким-то образом связана с процессами, развивающимися вблизи уровня отражения волны накачки. Следует отметить, что до сих пор в литературе не предложен механизм генерации компоненты BUM-1. Считается, что компонента BUM-2 генерируется в области верхнегибридного резонанса, располагающейся обычно на несколько километров ниже уровня отражения волны накачки. Здесь возбуждение компоненты BUM-2 связывается с генерацией верхнегибридных и бернстейновских плазменных колебаний. Обсуждение предложенных к настоящему времени теоретических моделей генерации этой компоненты излучения можно найти, например, в [13, 14, 19].

#### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ 2003 ГОДА

С целью подтверждения вывода о том, что компоненты BUM-1 и BUM-2 имеют разные зависимости от зенитного угла излучения волны накачки и что генерация ВUM-1 определяется условием достижения области плазменного резонанса, с 11 по 16 августа 2003 года на стенде «Сура» был выполнен ещё один цикл измерений свойств ИРИ, в котором изменение угла наклона диаграммы направленности передающей антенны в плоскости геомагнитного меридиана проводилось уже в диапазоне от  $-12^{\circ} < \theta < 12^{\circ}$ . Состояние ионосферы в этот период характеризовалось низкими индексами магнитной активности. Построение программы циклов измерений и алгоритм обработки полученных данных были такими же, как и в 2002 году, с той лишь разницей, что в силу более низких критических частот измерения проводились вблизи 4-й гармоники гирочастоты электронов. Кроме того, с целью сокращения времени измерений шаг по углу  $\theta$  составлял не 2°, как в цикле измерений 2002 года, а 4°. Для углов наклона  $\theta = -12^{\circ}, -8^{\circ}, 0, 4^{\circ}, 8^{\circ}$  и  $12^{\circ}$  частота гармоники гирорезонанса в этом цикле измерений составляла соответственно 5 320, 5 400, 5 360, 5 380, 5 370 и 5 380 кГц. Таким образом, при всех углах наклона, за исключением  $\theta = -12^{\circ}$ , измерения выполнялись при близких высотах отражения волны накачки  $h \approx 190 \div 210$  км. Как выяснилось при обработке полученных данных, эксперименты при  $\theta = -4^{\circ}$  были неудачными из-за сильных вариаций ионосферных условий во время этого цикла измерений, и их результаты здесь не приводятся. Для этого диапазона частот волны накачки ширина диаграммы направленности при использовании для нагрева и<br/>оносферы двух модулей стенда составляла приблизительн<br/>о $8^\circ \times 13^\circ$ (бо́льший размер — в плоскости геомагнитного меридиана).

На рис. 4 приведены результаты измерений стационарных значений пиковой интенсивности компоненты BUM-1 для области частот  $f_{\rm BH} \approx 4 f_{\rm ce}$ , а также пиковых интенсивностей компонент DM и BUM-2 для  $f_{\rm BH} \approx 4 f_{\rm ce} + 40$  кГц в зависимости от зенитного угла излучения мощной радиоволны. Здесь, как и для измерений, представленных на рис. 1, наблюдается максимум интенсивности компоненты DM при углах наклона  $\theta = 8^{\circ}$  с незначительным понижением интенсивность ности излучения при отклонении диаграммы к северу (сплошная тонкая линия), а интенсивность компоненты BUM-2 приблизительно постоянна во всём диапазоне углов  $\theta$  (пунктирная линия). Напротив, интенсивность компоненты BUM-1 (сплошная жирная линия), как и в цикле измере-

ний 2002 года, имеет сильную угловую зависимость. Эта компонента излучения регистрировалась только в интервале углов  $-8^{\circ} < \theta < 8^{\circ}$ , её интенсивность вне этого интервала углов была ниже порога обнаружения  $-(102\div105)$  дБм, т. е. ослаблялась больше, чем на  $17\div20$  дБ при переходе от зенитных углов  $\theta = \pm 8^{\circ}$  к углам  $\theta = \pm 12^{\circ}$ . При этом полученная зависимость имеет достаточно симметричный характер относительно угла  $\theta = 0^{\circ}$  (относительно вертикального излучения волны накачки), несмотря на достаточно большое ( $20\div35$  км) отличие высоты отражения волны накачки при  $\theta = -12^{\circ}$  по сравнению с другими углами наклона диаграммы направленности. Это лишний раз показывает, что в исследуемом интервале высот отражения волны накачки ( $190\div225$  км) не высотная зависимость свойств компоненты BUM-1 является причиной резкого изменения её интенсивности при изменении угла наклона излучения мощной радиоволны. Таким образом, в цикле измерений 2003 года подтверждается сделанный в предыдущем разделе вывод, что генерация компоненты BUM-1 имеет место только в том случае, когда волна накачки достигает области плазменного резонанса.

Сравнение полученных в 2002 и 2003 годах экспериментальных данных позволяет также сделать следующий вывод. Хотя характер поведения угловых зависимостей интенсивностей компонент BUM-1 и BUM-2 для южных углов наклона по измерениям вблизи 5-й (2002 год) и 4-й (2003 год) гирогармоник практически совпадает, имеет место существенное различие в соотношении их интенсивностей. Из данных, представленных на рис. 3 и 4, нетрудно заключить, что при переходе от четвёртой к пятой гирогармонике максимальная спектральная интенсивность компоненты BUM-1 увеличивается на 4÷7 дБ, а BUM-2 — уменьшается на 10÷13 дБ. При этом компонента BUM-2 оказывается более интенсивной по сравнению с BUM-1 при  $f_{\rm BH} \approx 4 f_{\rm ce}$ ; при



 $f_{\rm BH} \approx 5 f_{\rm ce}$  соотношение интенсивностей компонент меняется на противоположное. Этот результат можно рассматривать как дополнительное подтверждение двухкомпонентной структуры BUM, а также как указание на существование определённой зависимости свойств компонент BUM от номера гирогармоники, что также ранее отмечалось в [12, 19].

Среди других результатов измерений при разных углах наклона диаграммы направленности, полученных в этом цикле экспериментов, отметим схожий характер угловых зависимостей для компонент DM, NC и UM. Из этого, в частности, можно заключить, что в основе генерации всех этих компонент ИРИ должны лежать одни и те же или близкие по своей природе процессы. Относительно этих компонент ИРИ мы ограничимся здесь лишь сделанным кратким замечанием, поскольку детальный анализ полученных результатов выходит за рамки настоящей работы и будет выполнен в отдельной публикации.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Выполненные на среднеширотном стенде «Сура» исследования свойств ИРИ при различных зенитных углах излучения пучка мощных радиоволн О-поляризации в плоскости геомагнитного меридиана с длительностью воздействия порядка 1 мин показали, что максимальная интенсивность таких компонент излучения, как DM и BC, генерация которых связывается с развитием

тепловой (резонансной) параметрической неустойчивости, имеет место при южных углах наклона  $\theta \approx 8^{\circ} \div 12^{\circ}$ . При этом наблюдается плавное уменьшение их интенсивности при переходе к зениту и северным углам и более резкое её уменьшение при переходе к бо́льшим южным углам. Полученная для интенсивностей компонент DM и BC угловая зависимость подобна аналогичной зависимости интенсивности МИИН. Это свидетельствует о том, что генерация этих компонент ИРИ тесно связана с генерацией мелкомасштабных неоднородностей в возмущённой области ионосферы. Поскольку регистрируемый сигнал ИРИ определяется интегральной интенсивностью излучения возмущённой области, то при достаточно широких (больше  $15^{\circ} \div 20^{\circ}$ ) диаграммах направленности излучающих и приёмных антенн при их вертикальной ориентации, которая наиболее часто используется в нагревных экспериментах, южный край возмущённой области будет вносить определяющий вклад в суммарную интенсивность сигнала. Это необходимо учитывать при интерпретации экспериментальных данных, когда ИРИ используется для диагностики искусственной ионосферной турбулентности.

Как и для МИИН [3], полученная угловая зависимость интенсивности компонент DM и BC может быть объяснена свойствами распространения обыкновенной волны в магнитоактивной плазме [20] и усилением генерации ИИТ, когда направление распространения волны накачки в области её взаимодействия с плазмой совпадает с направлением силовых линий геомагнитного поля [9]. Согласно выполненным расчётам для немодифицированной ионосферы в случае среднеширотного стенда «Сура» оптимальными зенитными углами для  $f_{\rm BH} \approx 5 \ {\rm MFu}$ , когда реализуется условие, что волновой вектор мощной радиоволны на уровне верхнегибридного резонанса параллелен линиям геомагнитного поля, являются углы  $\theta \approx 10^{\circ}$ . Эти углы несколько уменьшаются с ростом частоты волны накачки. При  $\theta \geq 20^{\circ} \div 30^{\circ}$  имеет место отражение мощной радиоволны О-поляризации ниже уровня верхнегибридного резонанса и, следовательно, срыв неустойчивости и генерации МИИН и ИРИ (см. также [3]). Этим обусловлено резкое уменьшение интенсивности излучения при больших ( $\theta \ge 16^{\circ}$ ) южных зенитных углах. Для стендов в Тромсё (Норвегия) и HAARP (Аляска, США), расположенных в более северных широтах с меньшими углами наклонения линий геомагнитного поля  $\chi$ , возможно возбуждение тепловой (резонансной) параметрической неустойчивости при излучении волны накачки вдоль силовых линий геомагнитного поля, где и развивается наиболее сильная искусственная ионосферная турбулентность [7, 8, 21]. В заключение заметим, что согласно [22] даже при вертикальном излучении волны накачки с шириной диаграммы направленности  $20^{\circ} \div 30^{\circ}$  центр области наиболее интенсивного ракурсного рассеяния (а следовательно, и области с наиболее интенсивными МИИН) в течение нескольких минут после включения мощного радиоизлучения постепенно смещается от географического зенита к югу, к направлению, определяемому наклонением силовых линий геомагнитного поля, несколько выходя даже за пределы диаграммы направленности излучающей антенны стенда. Последнее может свидетельствовать об изменении во времени (а следовательно, и в зависимости от длительности воздействия на ионосферную плазму) пространственной структуры возмущённой области ионосферы за счёт всё более интенсивного развития неоднородностей плотности плазмы при углах излучения волны накачки, близких к углам наклона геомагнитного поля, вследствие, например, эффекта нелинейного структурирования плотности ионосферной плазмы [21]. Этим, в частности, можно объяснить различие углов, при которых наблюдается максимальная интенсивность МИИН и ИРИ при различной длительности воздействия (см. рис. 1), а также появление областей с низкой плотностью плазмы под углами, близкими к направлению линий геомагнитного поля, далеко вне диаграммы направленности излучения мощной радиоволны [23].

Проведённые исследования позволили получить новое важное подтверждение обнаруженной ранее в [14] двухкомпонентной структуры ВUM, продемонстрировав, что интенсивность компонент BUM-1 и BUM-2 имеет принципиально различные угловые зависимости. Было установлено,

В. Л. Фролов, Д. И. Недзвецкий, Г. П. Комраков

что интенсивность компоненты BUM-2 не имеет какой-либо выраженной угловой зависимости во всей исследуемой области  $-12^{\circ} \leq \theta \leq 12^{\circ}$ , в то время как компонента BUM-1 наблюдается только при углах излучения мощной радиоволны  $-(8^{\circ} \div 10^{\circ}) \le \theta^* \le (8^{\circ} \div 10^{\circ})$ . Выполненные модельные расчёты показали, что с учётом пороговой мощности генерации компоненты BUM [19] и полуширины диаграммы направленности излучающей антенны, которая в наших измерениях составляет 5° $\div$ 6°, это значение  $\theta^*$  хорошо соответствует критическому углу  $\theta_{\rm kp} \approx 6^\circ$ , определяющему условие достижения волной накачки области плазменного резонанса [20]. Тогда из полученных экспериментальных данных следует, что компонента BUM-1 генерируется только в том случае, когда мощная радиоволна достигает уровня плазменного резонанса. Принимая это во внимание, логично предположить, что и механизм генерации компоненты BUM-1 должен быть связан с взаимодействием мощной радиоволны с ионосферной плазмой в области плазменного резонанса. Важно, что в основе сделанного заключения главным образом лежит сравнение характера полученных угловых зависимостей для обеих компонент BUM, а не измерения их абсолютных величин. При этом, хотя для каждого угла наклона диаграммы направленности излучения волны накачки измерения выполнялись в различные дни в схожих, но не тождественных ионосферных условиях, вывод о принципиальном отличии угловых зависимостей интенсивности компонент BUM-1 и BUM-2 не вызывает сомнений.

Важно отметить, что сделанное выше заключение о связи механизма генерации компоненты BUM-1 с плазменными процессами, развивающимися вблизи уровня отражения волны накачки в области плазменного резонанса, полностью подтверждается рядом его ранее исследованных свойств. Так, по результатам [14] генерация компоненты BUM-1 имеет место при частотах волны накачки, практически совпадающих с частотой гирогармоники, когда наблюдается подавление развития тепловой (резонансной) параметрической неустойчивости и генерации МИИН, что приводит к «отключению» области верхнегибридного резонанса от интенсивного взаимодействия мощной волны О-поляризации с плазмой. При этом исчезает экранировка более высоких слоёв ионосферы, связанная с развитием ИИТ на уровне верхнегибридного резонанса и практически полным поглощением здесь энергии волны накачки, что приводит к усилению модификации плазмы на уровне плазменного резонанса. Здесь также имеет место согласие с результатами [19], где показано, что компонента BUM-1 (или быстрая компонента BUM по классификации [19]) имеет более короткие времена развития, чем BUM-2 (медленная компонента BUM), и, более того, ослабляется с ростом интенсивности последней. В совокупности эти экспериментальные данные позволяют заключить, что генерация компоненты BUM-1 определяется более быстрыми, чем генерация BUM-2, процессами, которые естественно отнести к области плазменного резонанса.

В качестве возможного механизма генерации компоненты BUM-1 укажем на предложенную в [24] модель, основанную на циклотронной неустойчивости ускоренных электронов. В рамках этой модели возбуждение плазменных волн с более высокими частотами, чем частота волны накачки, происходит при прохождении пучка ускоренных электронов через область двойного резонанса, где частота гирогармоники совпадает с частотой верхнегибридных колебаний. При этом следует считать, что ускорение электронов происходит в области плазменного резонанса в отличие от [24], где рассматривалось ускорение в области верхнегибридного резонанса. Проверкой такой схемы генерации BUM-1 могут стать эксперименты по изучению свойств компоненты BUM при её возбуждении на малых (меньше 200 км) высотах отражения волны накачки, где высокая частота столкновений будет существенно ослаблять эффективность ускорения электронов и интенсивность их потока на уровне верхнегибридного резонанса.

Среди других результатов, касающихся свойств компоненты BUM, отметим установленные при измерениях с изменением зенитного угла излучения мощной радиоволны закономерности изменения интенсивности компонент BUM-1 и BUM-2 при переходе от 4-й к 5-й гирогармони-
ке: компонента BUM-1 оказывается более интенсивной по сравнению с BUM-2 при  $f_{\rm BH} \approx 5 f_{\rm ce}$ , а BUM-2 — при  $f_{\rm BH} \approx 4 f_{\rm ce}$ . Определённые отличия свойств ИРИ вблизи этих гирогармоник ранее также отмечались в [12, 19]. В нашем случае можно предположить, что с ростом частоты волны накачки увеличивается пороговая мощность генерации стрикционной параметрической неустой-чивости [25], определяющей развитие ИИТ в области плазменного резонанса, что, в свою очередь, может приводить к ухудшению условий генерации BUM-1. Для получения более детальных зависимостей от частоты волны накачки в дальнейшем представляется интересным выполнить аналогичные измерения интенсивностей компонент BUM-1 и BUM-2 вблизи более высоких гармоник гирочастоты электронов.

## 5. ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

На основании выполненных измерений характеристик ИРИ при различных углах наклона излучения мощной радиоволны в плоскости геомагнитного меридиана установлено:

1) максимальная интенсивность таких тепловых компонент излучения, как DM и BC, при нагреве плазмы вдали от областей гирогармонического резонанса имеет место при углах наклона  $8^{\circ} \div 12^{\circ}$  к югу от вертикали, когда имеет место и наиболее интенсивная генерация МИИН;

2) генерация BUM-1 имеет место только в условиях, когда мощная радиоволна достигает уровня плазменного резонанса. Это даёт основание полагать, что механизм генерации BUM-1 должен быть связан с процессами взаимодействия мощной радиоволны с плазмой в области плазменного резонанса в отличие от компоненты BUM-2, генерация которой определяется развитием неустойчивостей в области верхнегибридного резонанса.

В разделах 2 и 3 работы рассматривались в основном свойства компоненты ВUМ. При этом в случае обсуждаемых в статье экспериментов при частотах волны накачки, лежащих вблизи гирогармоник, измерения характеристик компоненты DM носили в основном вспомогательный характер (например, для определения частоты гирогармоники) или использовались в качестве опорных измерений, с которыми сравнивались изменения характеристик других компонент ИРИ. Однако выполненные исследования при различных углах наклона пучка мощных радиоволн позволили получить также важную информацию о свойствах компонент DM, BC, NC и UM. Это позволяет на основе полученных новых экспериментальных данных уточнить эмпирические модели генерации этих компонент излучения, а также степень их взаимовлияния при формировании спектра ИРИ. Подробный анализ этих данных выходит за рамки настоящей работы и будет выполнен в отдельной публикации [26].

Авторы выражают свою благодарность сотрудникам стенда «Сура», а также Г. Н. Бойко и Е. Н. Сергееву за помощь в проведении измерений, С. М. Грачу за обсуждение результатов исследований и сделанные ценные замечания по тексту статьи. Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 02–02–17475 и 05–02–16493), Программы «Университеты России» (грант № 01.01.025), CRDF (проект № RPO–1334) и INTAS (грант № 03–51–5583).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Allen T. M., Thom J. D., Rao P. B. // Radio Sci. 1974. V. 9, No. 11. P. 905.
- Зюзин В. А., Комраков Г. П., Насыров А. М., Стрекалов В. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1988. Т. 31. С. 622.
- Будько Н. И., Васьков В. В., Комраков Г. П. и др. // Геомагнетизм и аэрономия. 1989. Т. 29. С. 973.
- 4. Pope J. H., Fritz R. B. // J. Geophys. Res. 1974. V. 79. P. 1065.

В. Л. Фролов, Д. И. Недзвецкий, Г. П. Комраков

- Myasnikov E. N., Frolov V. L., Muravieva N. V., et al. // VI Int. Suzdal URSI Sumposium (ISS-04), Moscow, October, 19–21, 2004: Book of Abstracts. Nizhni Novgorod, 2004. P. 21.
- 6. Duncan L. M., Sheerin J. P., Behnke R. A. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 239.
- Rietveld M. T., Kosch M. J., Blagoveshchenskaya N. F., et al. // J. Geophys. Res. A. 2003. V. 108, No. 4. P. 1141.
- Pedersen T. R., McCarrick M., Gerken E., et al. // Geophys Res. Lett. 2003. V. 30, No. 4. P. 1169. DOI:10.1029/2002GL016096.
- 9. Gurevich A. V., Zybin K. P., Carlson H., et al. // Phys. Lett. A. 2002. V. 305. P. 264.
- 10. Hansen J. D., Morales G. J., Duncan L. M., et al. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65, No. 26. P. 3285.
- Бойко Г. Н., Ерухимов Л. М., Зюзин В. А. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 28, № 4. С. 395.
- Frolov V. L., Sergeev E. N., Ermakova E. N., et al. // Geophys. Res. Lett. 2001. V. 28, No. 16. P. 3103.
- 13. Leyser T. B. // Space Science Rev. 2001. V. 98, No. 3–4. P. 223.
- 14. Frolov V. L., Erukhimov L. M., Kagan L. M., et al. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81, No. 8. P. 1630.
- Сергеев Е. Н., Фролов В. Л. О структуре искусственного радиоизлучения ионосферной плазмы на частотах ниже частоты волны накачки: Препринт № 324 НИРФИ. Нижний Новгород, 1991.
- Komrakov G. P., Berezin I. V., Grach S. M., et al. // Proc. of the III Suzdal URSI Symposium on Modification of the Ionosphere by Powerful Radio Waves, Moscow, Sept., 9–13, 1991. P. 152.
- Pau J., Wong A., Gerken E., et al. // Summary of presentation "RF Ionospheric Interactions Workshop" Santa Fe, New Mexico, USA, 2002. P. 574.
- Сергеев Е. Н., Грач С. М., Комраков Г. П. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1999. Т. 42, № 7. С. 619.
- Фролов В. Л., Грач С. М., Ерухимов Л. М. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1996. Т. 39. С. 352.
- 20. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.
- 21. Gurevich A. V., Carlson H., Kelley M., et al. // Phys. Lett. A. 1999. V. 251. P. 311.
- Беленов А. Ф., Бубнов В. А., Ерухимов Л. М. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1977. Т. 20, № 12. С. 1805.
- 23. Tereshchenko E. D., Khudukon B. Z., Gurevich A. V., et al. // Phys. Lett. A. 2004. V. 325. P. 381.
- 24. Грач С. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 1999. Т. 42, № 7. С. 651.
- Ерухимов Л. М., Ковалёв В. А., Куракин Е. П. и др. // Геомагнетизм и аэрономия. 1987. Т. 27. С. 758.
- Фролов В. Л., Недзвецкий Д. И., Сергеев Е. Н. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2005. Т. 48, № 12. (в печати).

Поступила в редакцию 4 ноября 2003 г.; принята в печать 28 апреля 2005 г.

# FEATURES OF EXCITATION OF ARTIFICIAL RADIATION OF THE IONOSPHERE AFFECTED BY AN OBLIQUE HIGH-POWER RADIO WAVE

V. L. Frolov, D. I. Nedzvetsky, and G. P. Komrakov

We present the results of measuring the characteristics of artificial radiation of the ionosphere with the variation in the zenith angle of radiation of a beam of high-power O-mode radio waves in the geomagnetic-meridian plane. The experiments were performed using the midlatitude heating facility

В. Л. Фролов, Д. И. Недзвецкий, Г. П. Комраков

"Sura." It is established that the maximum intensity of such radiation components as DM and BC is observed at southward sloping angles of the antenna beam  $\theta \approx 8^{\circ}-12^{\circ}$ , for which the most intensive generation of small-scale artificial ionospheric irregularities also takes place. Based on the results of measurements near the 4th and 5th gyrofrequency harmonics of electrons, it is found that the first component of BUM (BUM-1) is generated only when the pumping wave reaches the plasma-resonance region. This makes it reasonable to assume that, unlike the second component of BUM (BUM-2), whose generation is determined by the rise of instability in the upper-hybrid resonance region, the BUM-1 generation mechanism must be related to interaction processes between a high-power radio wave and a plasma in the plasma-resonance region. УДК 551.510.536

# НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ МЕТОДОМ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ РАДИОВОЛН НА ИСКУССТВЕННЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ

Н. В. Бахметьева<sup>1</sup>, В. В. Беликович<sup>1</sup>, Л. М. Каган<sup>2</sup>, А. А. Понятов<sup>1</sup>, А. В. Толмачёва<sup>1</sup>, М. К. Келли<sup>3</sup>, М. Дж. Николлс<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Научно-исследовательский радиофизический институт, г. Нижний Новгород, Россия; <sup>2</sup> University of Western Ontario, London, Canada;

<sup>3</sup> Cornell University, Ithaca, New York, USA

В работе представлены результаты исследований нижней ионосферы в 2000–2004 годах на нагревном стенде «Сура» методом резонансного рассеяния радиоволн на искусственных периодических неоднородностях ионосферной плазмы. Обсуждаются данные экспериментов по изучению заходновосходных явлений в D-области ионосферы и возможность определения концентрации атомарного и возбуждённого молекулярного кислорода. Приводятся результаты исследований спорадических слоёв ионизации, обсуждается методика исследования ионного состава слоя  $E_{\rm s}$ . Приводятся данные эксперимента в августе 2004 года по исследованию влияния нагрева ионосферы на слой  $E_{\rm s}$  и характеристики искусственных периодических неоднородностей. Обсуждаются перспективы дальнейших исследований.

### ВВЕДЕНИЕ

Впервые искусственные периодические неоднородности ионосферной плазмы (ИПН) были обнаружены в 1975 году [1]. ИПН формируются в поле мощной стоячей радиоволны, образующейся в результате интерференции падающей на ионосферу и отражённой от неё волн. В поле стоячей волны возникает структура с пространственным периодом, равным половине длины мощной радиоволны. В нижней ионосфере формирование ИПН определяется тепловыми эффектами, а в области F оно обусловлено действием стрикционной силы. Теория образования ИПН и результаты экспериментальных исследований ионосферы данным методом приведены в [2].

Понимание процессов образования ИПН на разных высотах привело к разработке способов определения целого ряда основных параметров ионосферной плазмы и атмосферы. Все они основаны на создании и локации искусственных периодических неоднородностей пробными радиоволнами, приёме сигналов, рассеянных неоднородностями, и измерении их характеристик с высотой и во времени. Условие резонансного рассеяния (условие Брэгга) в случае обратного рассеяния означает выполнение равенства  $\lambda_1 = \lambda_2$ , где  $\lambda_1 - д$ лина нагревной радиоволны в плазме,  $\lambda_2$ длина волны радиолокатора. Это условие выполняется в двух случаях, которые, по сути, определяют два возможных способа наблюдения и регистрации ИПН. Первый способ, который был применён в большинстве экспериментов, основан на создании и локации ИПН волнами одной частоты и поляризации. В этом случае условием регистрации ИПН будет равенство  $f_1 = f_2$ , где  $f_1$  и  $f_2$  — частоты нагревной и зондирующей волн соответственно. Второй способ создания ИПН и их локации требует применения радиоволн разных частот с разными поляризациями. При этом условием регистрации ИПН будет соотношение  $f_1 n_1^{\rm o} = f_2 n_2^{\rm x}$  либо  $f_1 n_1^{\rm x} = f_2 n_2^{\rm o}$ , где  $n_1^{\rm o}$ ,  $n_2^{\rm o}$  и  $n_1^{\rm x}$ ,  $n_2^{\rm x}$  — показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн на соответствующих частотах. Этот способ регистрации рассеянного сигнала позволяет определять электронную концентрацию.

Н. В. Бахметьева, В. В. Беликович, Л. М. Каган и др.



Рис. 1. Пример высотно-временны́х зависимостей амплитуды (*a*) и фазы (*б*) рассеянного ИПН сигнала по измерениям 7 апреля 2004 года

Обычно измерения методом резонансного рассеяния на ИПН проводятся следующим образом. В каждом цикле измерений нагревный передатчик работает в непрерывном режиме несколько секунд, излучая волны необыкновенной поляризации. Затем он переводится в импульсный режим и излучает короткие импульсы той же частоты и поляризации с частотой повторения 50 или 100 Гц. Рассеянные сигналы принимаются после каждого зондирующего импульса, и регистрируется их синусная и косинусная составляющие. Импульсное зондирование продолжается несколько секунд во время релаксации ИПН. Этот цикл повторяется несколько раз в минуту. Примеры такого рода регистраций, полученных 7 апреля 2004 года, приведены на рис. 1. На нём в яркостном виде представлена высотно-временная зависимость амплитуды и фазы сигнала, рассеянного ИПН. Хорошо виден сигнал с высот области E, а также более слабые сигналы от области D и всплеск от ионно-звуковых волн в области F. На рис. 2a представлена высотно-временная зависимость мгновенных значений амплитуды рассеянного сигнала, полученная в течение более чем четырёх часов наблюдений в этот же день, а на рис. 26 — высотные профили амплитуды и времени релаксации рассеянного сигнала.

Анализ высотно-временны́х зависимостей амплитуды и фазы сигнала, рассеянного ИПН, позволяет получать информацию о большом числе ионосферных параметров. В НИРФИ были разработаны способы определения основных характеристик ионосферной плазмы с использованием ИПН, среди которых:

1) высотное распределение электронной концентрации, включая межслоевую E - F-впадину;

2) температура и плотность атмосферы на высотах Е-области;

3) скорость вертикального движения в *D*- и *E*-областях;

4) характерная турбулентная скорость вблизи турбопаузы и её высота;

5) относительная концентрация отрицательных ионов кислорода, концентрации атомарного кислорода и возбуждённого молекулярного кислорода в состоянии  $1\Delta g$  в *D*-области;

6) ионный состав спорадического слоя E;

7) электронная и ионная температуры в *F*-области.

Н. В. Бахметьева, В. В. Беликович, Л. М. Каган и др.



Рис. 2. Высотно-временны́е зависимости амплитуды рассеянного сигнала, полученные 7 апреля 2004 года (*a*). Видны рассеянные сигналы от *E*- и *D*-областей; на высотах *F*-области видны зеркальные сигналы X-поляризации (нижнее эхо) и подавленные сигналы O-поляризации (верхнее эхо). Высотные профили амплитуды *A* и времени релаксации  $\tau$  рассеянного сигнала в нижней ионосфере ( $\delta$ ); хорошо видно «расслоение» сигнала в *D*-области

Кроме того, метод, основанный на резонансном рассеянии сигналов на ИПН, позволяет уверенно определять параметры внутренних гравитационных волн и их спектральные характеристики, исследовать неоднородную структуру нижней ионосферы, в том числе расслоение регулярного *E*-слоя, обнаруживать слабые спорадические слои ионизации, недоступные регистрации обычными ионозондами, дополнительные слои в профилях электронной концентрации, начиная с нижней части *D*-области и до высоты максимума *F*-слоя, исследовать особенности восходных и заходных явлений в области *D*.

В 2000–2004 годах достигнут заметный прогресс в развитии метода, особенно в применении к области *D* и спорадическим слоям ионизации. Результаты исследований последних лет отражены в настоящей работе.

## 1. ИССЛЕДОВАНИЕ ВОСХОДНО-ЗАХОДНЫХ ЯВЛЕНИЙ В ОБЛАСТИ D

Метод рассеяния радиоволн на ИПН позволил получить новые сведения о поведении Dобласти ионосферы и аэрономических процессах. Получено, что в области D высотные профили амплитуды A(h) и времени релаксации  $\tau(h)$  сигнала, рассеянного ИПН, хорошо объясняются на основе модели аэрономических процессов с одним типом отрицательных ионов — ионов кислорода  $O_2^-$ . Эксперименты показали, что на низких высотах (h < 65 км) профили A(h) и  $\tau(h)$ чувствительны к изменению плотности атмосферы и концентрации молекулярного кислорода в состоянии  $1\Delta g$ , а на бо́льших высотах ( $h = 75 \div 80$  км) — к атомарного кислорода. Это позволяет определять концентрацию кислорода в нижней ионосфере [3], что является новым применением метода.

Другой интересной проблемой исследования *D*-области является изучение восходно-заходных явлений. В рамках решения этой проблемы были проведены измерения и сопоставления характеристик сигнала, рассеянного ИПН, в периоды восхода и захода Солнца. Эксперимент проводился с использованием стенда «Сура» 16–17 августа 2000 года [3]. В ходе наблюдений была обнаружена асимметрия высотно-временных зависимостей амплитуды и времени релаксации рассеянного сигнала, которая обусловлена особенностями *D*-области. В эксперименте отмечалось уменьшение амплитуды рассеянного сигнала при заходе Солнца и её возрастание при восходе. Кроме того, на высотах ниже 65 км рост амплитуды сигнала при восходе Солнца начинался с запаздыванием по отношению к высотам 70÷75 км, образуя своего рода «ступеньку». Это запаздывание означает, что вначале свободные электроны появлялись на бо́льших высотах, а затем под действием солнечного излучения — и на меньших.

Подобная «ступенька» была обнаружена в 60-е годы в данных радиометрических измерений во время поглощения в полярной шапке при восходе Солнца. В то время, однако, было неясно, к какой высоте её следует отнести. Теперь измерения с помощью ИПН чётко показывают, что эту «ступеньку» нужно отнести к высотам меньше 65 км, где основным источником ионизации являются космические лучи. Вполне вероятно, что запаздывание появления сигналов на высотах меньше 65 км обусловлено запаздыванием роста концентрации возбуждённого кислорода, играющего основную роль в процессах отлипания на этих высотах. В этом случае появление «ступеньки» может быть связано с проникновением на меньшие высоты части солнечного излучения в диапазоне длин волн  $\lambda = 220 \div 280$  нм, вызывающего появление молекул кислорода в состоянии 1 $\Delta g$ .

Сравнение регистраций амплитуды рассеянного сигнала в рассветные и закатные часы показывает также, что при восходе значительно увеличивается «провал» амплитуды рассеянного сигнала на высотах между D- и E-областями, т. е. интервал высот, где рассеянный сигнал очень мал или отсутствует. В этом состоит ещё одно проявление восходно-заходной асимметрии. Объяснить этот «провал» можно увеличением концентрации атомарного кислорода O, что приводит к увеличению скорости отлипания электронов. Вследствие этого практически прекращается действие механизма образования ИПН, характерного для D-области [2]. В [3] приведены результаты модельных расчётов концентрации атомарного кислорода в интервале высот  $70 \div 80$  км, где он существенно влияет на время релаксации ИПН, и профиля электронной концентрации N(h) в D-области. Высотные профили концентрации атомарного кислорода показывают, что на восходе его концентрация увеличивается в 2–3 раза, а нижняя граница появления атомарного кислорода снижается на 5÷7 км. Характерной особенностью модельного профиля N(h) является быстрое убывание электронной концентрации на высотах меньше 60 км и медленный рост концентрации на больших высотах при зенитном угле Солнца  $\chi = 89^{\circ}$ . При  $\chi = 94^{\circ}$  профиль поднимается на 5÷6 км.

Следующей, не менее интересной задачей, которая может быть решена с использованием ИПН, является исследование расслоения профиля электронной концентрации области D. Ранее нами было обнаружено расслоение E-области, эти результаты подробно обсуждаются в [2]. Новые данные по расслоению области D получены при наблюдениях в послеполуденные часы 7 апреля 2004 года. Так, в высотном профиле амплитуды рассеянного сигнала обнаружены два максимума, при этом высотный ход времени релаксации  $\tau(h)$  имел вид, характерный для летнего сезона, когда в области D профиль амплитуды рассеянного сигнала имеет один максимум. Это обстоятельство позволяет считать, что минимум в профиле A(h) обусловлен минимумом в профиле электронной концентрации на высоте  $h \approx 75$  км и, таким образом, область D является двухслойной.

Отметим, что на двухслойную структуру области D указывал П. Е. Краснушкин на основе измерения полей сверхдлинных радиоволн ещё в 1947 году [4]. Он считал, что слой C начинается на высотах  $50 \div 60$  км и создаётся космическими лучами. Тем не менее, отмечая космический характер ионизации нижней части области D, большинство последующих исследований не выделяют слой C как отдельную область ионосферы. Вероятно, слой C — это слабый слой, часто недоступный наблюдению с помощью обычного ионозонда. Кроме того, вполне возможно, что двухслойная структура существует только в определённое время года, например весной и, возможно, осенью, и в определённое время суток [5]. Проведение регулярных исследований методом рассеяния радиоволн на ИПН позволит получить дополнительную информацию об особенностях расслоения области D.

## 2. ИССЛЕДОВАНИЕ СПОРАДИЧЕСКОГО СЛОЯ Е

В последние годы метод рассеяния радиоволн на ИПН активно применяется для исследования неоднородной структуры ионосферы, в том числе спорадической ионизации. В рамках представлений о формировании среднеширотного спорадического слоя  $E_{\rm s}$  из долгоживущих металлических ионов был предложен способ определения их молекулярной массы, т. е. сорта и концентрации этих ионов, по высотной зависимости времени релаксации ИПН [6].

На высотах, где влияние атмосферной турбулентности можно не учитывать (выше турбопаузы), релаксация неоднородностей в *E*-области обусловлена амбиполярной диффузией. В этом случае в отсутствие слоя  $E_s$  высотная зависимость времени релаксации ИПН  $\tau(h)$  является экспоненциальной. Влияние турбулентности выражается в уменьшении времени релаксации относительно времени диффузионного расплывания ИПН. Когда расплывание ИПН после окончания воздействия происходит под влиянием амбиполярной диффузии, изменение электронной концентрации в неоднородностях описывается выражением [2]  $\Delta N(h,t) = A_N \cos(Kh) \exp(-t/\tau)$ , где

$$A_N = \left[1 - \frac{\eta \left(T_{\rm e0} + T_{\rm i0}\right) \tau_{\rm d}}{2T_{\rm e0} \tau_{\rm r}}\right] \frac{N_0 \,\Delta T_{\rm e}}{\left(T_{\rm e0} + T_{\rm i0}\right) \left(1 + \tau_{\rm d}/\tau_{\rm r}\right)} \tag{1}$$

— амплитуда искусственных неоднородностей,  $\Delta T_{\rm e}$  — возмущение температуры электронов в ИПН,  $N_0$  — невозмущённая концентрация электронов,  $T_{\rm e0}$  и  $T_{\rm i0}$  — невозмущённые температуры электронов и ионов, параметр  $\eta$  характеризует температурную зависимость эффективного коэффициента рекомбинации:  $\alpha(T) = \alpha_0 (T/T_0)^{\eta}$ . Диффузионная ( $\tau_{\rm d}$ ) и рекомбинационная ( $\tau_{\rm r}$ ) составляющие времени релаксации ИПН выражаются соотношениями

$$\tau_{\rm d} = \frac{1}{K^2 D_{\rm a}} = \frac{m_{\rm i} \nu_{\rm in}}{\kappa \left(T_{\rm e0} + T_{\rm i0}\right) K^2} , \qquad (2)$$

$$\tau_{\rm r} = (2\alpha_0 N_0)^{-1} \,. \tag{3}$$

В выражениях (2) и (3)  $\kappa$  — постоянная Больцмана,  $K = 4\pi/\lambda$  — волновое число стоячей волны,  $\lambda = \lambda_0/n$  — длина волны в среде,  $D_{\rm a}$  — коэффициент амбиполярной диффузии,  $m_{\rm i}$  — масса ионов,  $\nu_{\rm in}$  — частота столкновений ионов с нейтральными молекулами. Общее время релаксации можно записать как  $\tau^{-1} = \tau_{\rm d}^{-1} + \tau_{\rm r}^{-1}$ . На частотах  $4 \div 6$  МГц выполняется условие  $\tau_{\rm r} \gg \tau_{\rm d}$ , и время расплывания (релаксации) ИПН равно диффузионному времени  $\tau_{\rm d}$ . Очевидно, что амплитуда рассеянного сигнала пропорциональна  $\Delta N$ .

Влияние спорадической ионизации на рассеянный сигнал выражается в локальном росте его амплитуды A, иногда на 30:40 дБ, на высотах слоя  $E_s$  [6]. Очевидно, что рост амплитуды сигнала обусловлен увеличением коэффициента отражения от слоя  $E_s$ . В свою очередь, рост коэффициента отражения обусловлен как прямым увеличением амплитуды периодических неоднородностей  $A_N$ , пропорциональной электронной концентрации  $N_0$  в слое, так и увеличением нагревного действия стоячей волны вследствие роста её длины (из-за уменьшения показателя преломления) и уменьшения потерь энергии электронов вследствие теплопроводности [2].

Рассеяние на естественных неоднородностях полупрозрачного слоя  $E_{\rm s}$  также вызывает увеличение амплитуды сигнала, однако фаза естественной составляющей отличается от фазы сигнала, рассеянного на ИПН, что позволяет различить эти составляющие рассеянного сигнала.

Время релаксации сигнала при наличии слоя  $E_{\rm s}$  также возрастает. Как упоминалось выше, без слоя  $E_{\rm s}$  высотная зависимость времени релаксации ИПН  $\tau(h)$  является экспоненциальной. Если же на какой-либо высоте существует слой  $E_{\rm s}$ , то на графике зависимости  $\tau(h)$  на высоте максимума спорадической ионизации наблюдаются локальные максимумы времени релаксации ИПН, в которых au возрастает иногда в несколько раз. Появление подобных максимумов au обусловлено двумя факторами. Первым является увеличение электронной концентрации в слое  $E_{\rm s}$  по сравнению с фоновой концентрацией Е-области, что приводит к уменьшению показателя преломления, увеличению длины волны в слое и, соответственно, увеличению времени диффузионного расплывания неоднородностей. Другим фактором является наличие на этих высотах долгоживущих металлических ионов, сгонка которых в узкие слои согласно теории ветрового сдвига и приводит на средних широтах к образованию слоя E<sub>s</sub> [7]. Диффузионное время релаксации ИПН пропорционально молекулярной массе преобладающих ионов (см. формулу (2)). К настоящему времени хорошо известно, ионы каких металлов образуют слой E<sub>s</sub> в средних широтах. По результатам спектрометрических измерений (см., например, [8, 9]) в спорадических слоях были обнаружены ионы Fe<sup>+</sup>, Mg<sup>+</sup>, C<sup>+</sup>, Al<sup>+</sup>, Na<sup>+</sup>, Si<sup>+</sup> и др. Из выражения для  $\tau$  следует, что наибольшее влияние на вариации времени релаксации ИПН должны оказывать более тяжёлые ионы, например ионы железа с атомной массой M = 56, которая почти в два раза больше средней молекулярной массы преобладающих на высотах *E*-области атмосферных ионов NO<sup>+</sup> (M = 30) и O<sub>2</sub><sup>+</sup> (M = 32), или кальция (M = 40).

Поскольку по данным измерений [10] тяжёлые ионы могут составлять до 80% от общего количества металлических ионов в слое  $E_{\rm s}$ , в этом случае можно ожидать заметного увеличения  $\tau$  на высотах спорадической ионизации. Если критические частоты слоя  $E_{\rm s}$  и *E*-области известны, можно одновременно оценить влияние как показателя преломления *n*, так и относительной молекулярной массы металлических ионов на время релаксации рассеянного сигнала:  $\tau_{E_{\rm s}}/\tau =$  $= (n_E/n_{E_{\rm s}})^2 (M_{\rm m}/M_{\rm a})$ , где  $M_{\rm m}$  и  $M_{\rm a}$  — эффективные молекулярные массы металлических и атмосферных ионов [6]. Таким образом, определяя в эксперименте отношение времён релаксации  $\tau_{E_{\rm s}}/\tau$ , можно оценить относительную молекулярную массу металлических ионов. По результатам измерений 15 июня 2001 года были получены значения  $M_{\rm m} = 39$  и 57, близкие к массам ионов Ca<sup>+</sup> и Fe<sup>+</sup>.

Ранее в работах [11, 12] авторами статьи был предложен метод расчёта общей концентрации всех металлических ионов на высоте максимума слоя  $E_{\rm s}$ . Метод основан на измерении скорости

вертикального движения плазмы методом ИПН и использовании данных вертикального зондирования для определения частотных характеристик слоя  $E_{\rm s}$ . Было получено, что концентрации атмосферных (NO<sup>+</sup> и O<sub>2</sub><sup>+</sup>) и металлических ионов зависят от высотного градиента вертикальной скорости dV/dh и электронной концентрации  $N_{\rm s}$  в максимуме слоя  $E_{\rm s}$ . Оценки, сделанные для 15 июня 2001 года, дали концентрации металлических ионов  $N_{\rm m} \sim 7,3 \cdot 10^3 \div 10^4$  см<sup>-3</sup> и атмосферных ионов  $N_{\rm a} \sim (5,3 \div 8) \cdot 10^4$  см<sup>-3</sup> для спорадических слоёв на высотах  $h \sim 100 \div 113$  км [6]. Эти значения общей концентрации металлических ионов хорошо согласуются с результатами лидарных и ракетных измерений.

Приведённые примеры показывают, что метод, основанный на использовании ИПН, позволяет определять тип относительно тяжёлых метеорных ионов, участвующих в образовании слоя  $E_{\rm s}$ , и общую концентрацию металлических ионов по высотной зависимости времени релаксации ИПН, градиенту скорости вертикального движения ионосферной плазмы и частотным характеристикам слоя  $E_{\rm s}$ .

# 3. ВЛИЯНИЕ НАГРЕВА ИОНОСФЕРЫ НА ОБРАЗОВАНИЕ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСКУССТВЕННЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ И СПОРАДИЧЕСКИЙ СЛОЙ *Е*

### 3.1. Методика измерений

С целью исследования структуры спорадических слоёв ионизации в *E*-области ионосферы, изучения возможности и оценки степени воздействия мощного радиоизлучения на спорадические слои в августе 2004 года был проведён комплексный эксперимент по воздействию мощным радиоизлучением на ионосферу с использованием стенда «Сура». Для этого проводилась одновременная регистрация сигналов, рассеянных ИПН, и индуцированного высокочастотным нагревом оптического свечения на длинах волн 557,7 и 630,0 нм при дополнительном (по отношению к созданию ИПН) подогреве ионосферы. Для возбуждения оптического свечения требовалась максимальная интенсивность излучаемых радиоволн обыкновенной поляризации, что обусловило особенность этого эксперимента по сравнению с традиционной методикой измерений ИПН, а именно проведение, как правило, как самого нагрева, так и дополнительного «подогрева» волнами обыкновенной поляризации. В результате методика создания и наблюдения ИПН отличалась от обычной.

В рамках эксперимента впервые была проведена одновременная оптическая и ИПН-диагностика E-области ионосферы. Методика основана на обнаружении индуцированного свечения атомарного кислорода в спорадических слоях E с критической частотой, большей частоты нагревной волны (волны накачки), на нагревном стенде в Аресибо (Пуэрто-Рико). Авторы показали, что пространственная неоднородность наблюдавшегося искусственного зелёного свечения на длине волны 557,7 нм представляла собой «отпечаток» горизонтальной структуры полупрозрачного слоя  $E_{\rm s}$  13].

Программа экспериментов с одновременной оптической и ИПН-диагностикой E-области ионосферы была ранее изложена нами в [14], но тогда не была осуществлена. Из недавних работ необходимо отметить [15], где приведены результаты эксперимента по вертикальному нагреву слоя  $E_{\rm s}$  на частоте, находившейся в интервале его полупрозрачности, при этом наблюдалось усиление интенсивности отражённых от слоя  $E_{\rm s}$  пробных радиоволн и появление искусственных флуктуаций сигнала. В [16] сообщается об усилении авроральной активности вследствие воздействия на высокоширотную ионосферу мощным излучением нагревного стенда EISCAT.

Эксперимент по нагреву слоя  $E_{\rm s}$ был проведён с 11 по 16 августа 2004 года. В ночные часы

<b>T</b>		тт	Ъ	TT		
Дата	Время (LT),	Частота	Режим	Число	Создание ИПН,	Прием рас-
	ч:мин	нагрева	нагрева,	передат-	МΓц	сеянного сиг-
		$f_{\rm h},  {\rm M} \Gamma$ ц	МИН	чиков		нала, МГц
11.08.04	21:10-00:34	4,3003	(+1, -2)	2	4,7003 (O)	4,7003 (X)
12.08.04	22:40-23:26	4,7003	(+5, -5)	3	4,7003 (O)	4,7003~(X)
	23:26-24:00	4,7003	(+4, -4)	3	4,7003 (O)	4,7003 (X)
13.08.04	17:00-20:00	4,3003	(+1, -2)	2	4,7003 (X)	4,7003~(X)
	22:01-00:33	4,7003	(+5, -5)	3	4,7003 (O)	4,7003~(X)
	00:50-01:10	4,3003	(+5, -5)	3	4,7003 (O)	4,7003 (O)
14.08.04	22:01-24:00	4,3003	(+1, -2)	2	4,7003 (O)	4,7003 (O)
15.08.04	17:01-20:15	4,3003	(+1, -2)	2	4,7003~(X)	4,7003~(X)
	22:08-22:28	4,3003	(+3, -3)	3	4,7003 (O)	4,7003 (O)
	22:46-00:46	4,7003	(+3, -3)	3	4,7003 (O)	4,7003 (O)
	00:50-01:15	4,7003	(+3, -3)	2	4,7003 (O)	4,7003 (O)
	01:15-01:35	4,7003	(+3, -3)	1	4,7003 (O)	4,7003 (O)

Таблица 1

с 21:30 до 01:30–02:30 московского летнего времени (LT) измерения методом ИПН проводились одновременно с оптическими наблюдениями. Нагрев ионосферы проводился в режиме (+5, – -5): 5 минут — нагрев, 5 минут — пауза, или (+3, -3) излучением обыкновенной поляризации с помощью трёх или двух передатчиков на частотах 4,3 или 4,7 МГц (с эффективной мощностью 60 или 70 МВт соответственно) в зависимости от критических частот ионосферы. В ночь с 15 на 16 августа в течение двух часов проводились измерения с последовательным уменьшением мощности нагрева. Для создания и диагностики ИПН каждую минуту в течение 15 секунд излучалась интенсивная радиоволна обыкновенной поляризации. В табл. 1 приведены режимы включения стенда «Сура» с 11 по 15 августа 2004 года.

Для оптических измерений использовалась камера всего неба с тремя сменными светофильтрами на длинах волн 557,7; 630,0 и 541,0 нм (последний использовался для измерения фонового свечения) с полосой пропускания 2 нм. Программное обеспечение позволяло выставлять произвольную последовательность фильтров и произвольное время экспозиции (детальное описание см. в [17]).

В течение двух дней (13 и 15 августа 2004 года) проводилась диагностика ионосферы методом ИПН в светлое время суток с 17:00 до 20:30 (без оптических наблюдений). Нагрев ионосферы осуществлялся волнами обыкновенной поляризации с помощью двух передатчиков на частоте 4,3 МГц с эффективной мощностью около 60 МВт в режиме (+1, -2). Для создания и диагностики ИПН использовался третий передатчик, излучавший радиоволну необыкновенной поляризации с эффективной мощностью 15 МВт в обычном для наблюдения ИПН режиме: 3 секунды непрерывное излучение, 12 секунд — пауза с излучением диагностирующих (пробных) импульсов длительностью 30 мкс и частотой повторения 50 Гц. Состояние ионосферы контролировалось ионозондом.

## 3.2. Ионосферные условия во время эксперимента

В августе 2004 года наблюдался рост уровня солнечной активности. В частности, 13 и 22 августа имели место локальные максимумы числа солнечных пятен N, которое составило N = 160 и N = 90 соответственно против N = 40 для спокойных дней. Следствием этого явился

Н. В. Бахметьева, В. В. Беликович, Л. М. Каган и др.



Рис. 3. Высотно-временны́е зависимости амплитуды рассеянного сигнала, полученные 12 августа 2004 года. Периоды нагрева показаны горизонтальными отрезками. Хорошо виден сигнал от слоя  $E_{\rm s}$  сложной структуры

рост критических частот слоя  $F_2$ , которые в вечерние и ночные часы превышали 4,7 МГц, что позволило провести более длительные наблюдения по запланированной программе. С другой стороны, нестабильные метеоусловия (туман, буря, дождь) затрудняли проведение оптических измерений в тёмное время суток.

После захода Солнца с 21:30 до 02:00 LT ионозонд регистрировал слой  $F_2$  (часто диффузный) с критическими частотами от 4,0 до 7,4 МГц. Время от времени наблюдался полупрозрачный (облачный) спорадический слой E с критической частотой (предельной частотой отражения)  $f_0E_{\rm s} = 2\div5,5$  МГц и частотой экранирования  $f_{\rm b}E_{\rm s} = 1,8\div3,8$  МГц, действующие высоты которого составляли 110÷120 км. Наиболее длительное существование слоя  $E_{\rm s}$  отмечалось ночью 12 августа (см. рис. 3).

С 17:00 до 20:15 LT 13 и 15 августа ионозонд регистрировал слой  $F_2$  с критическими частотами от 6,2 до 7,0 МГц, также часто диффузный, и полупрозрачный слой  $E_s$  с  $f_0E_s = 2,4\div5,5$  МГц и  $f_bE_s = 1,8\div4,6$  МГц на высоте 90÷108 км. Иногда наблюдались кратные отражения от слоя  $E_s$ .

#### 3.3. Результаты наблюдений

На рис. 3 приведены высотно-временны́е зависимости амплитуды рассеянного сигнала, полученные в ходе ночных наблюдений 12 августа 2004 года (режим нагрева (+5, -5) или (+4, -4),  $f_{\rm h} = 4,7~{\rm M}\Gamma$ ц, О-поляризация; создание ИПН:  $f = 4,7~{\rm M}\Gamma$ ц, О-поляризация; приём рассеянного сигнала:  $f = 4,7~{\rm M}\Gamma$ ц, Х-поляризация), а на рис. 4 — в ходе вечерних наблюдений 13 августа (режим нагрева (+1, -2),  $f_{\rm h} = 4,3~{\rm M}\Gamma$ ц, О-поляризация; создание и диагностика ИПН:  $f = 4,7~{\rm M}\Gamma$ ц, Х-поляризация). Периоды нагрева и паузы отмечены на рис. 3 отрезками, на рис. 4 нагреву соот-



Рис. 4. Высотно-временны́е зависимости амплитуды рассеянного сигнала, полученные 13 августа 2004 года, режим нагрева (+1, -2). Виден сигнал от двух слоё́в  $E_{\rm s}$ , заметно уменьшение сигнала от ИПН в D- и E-областях во время нагрева

ветствуют всплески амплитуды сигнала от области F.

По данным ионозонда 12 августа почти в течение часа (с 22:30 до 23:30 LT) наблюдался диффузный слой  $E_{\rm s}$  с критической частотой  $f_0E_{\rm s}$  до 5,5 МГц. На яркостной записи (высотновременной зависимости) амплитуды рассеянного сигнала также хорошо видно отражение от слоя  $E_{\rm s}$  сложной структуры и эпизодически — от ИПН в *E*-области. Судя по рассеянным сигналам, высота спорадического слоя менялась от 85 до 130 км.

Похожая картина наблюдалась во время двух сеансов вечерних наблюдений (один из них приведён на рис. 4): интенсивный рассеянный сигнал от ИПН на высотах D-, E- и F- областей и сигнал от  $E_s$ . На рис. 4 хорошо виден сигнал от двух слоёв  $E_s$  на высотах  $85 \div 90$  и  $95 \div 100$  км.

Чтобы выяснить влияние нагрева на характеристики ИПН и спорадического слоя E, были проанализированы вариации амплитуды и времени релаксации рассеянного сигнала во время нагрева и паузы. Рассмотрим отдельно режимы нагрева (+5, -5) и (+1, -2) в тёмное и светлое время суток.

При нагреве ионосферы в режиме (+5, -5) излучением О-поляризации искусственные неоднородности, возникающие в *F*-области вблизи точки отражения мощной волны, должны существенно ослаблять зеркальный сигнал с этих высот, что и наблюдалось в эксперименте (см. рис. 3). Одновременно при работе стенда «Сура» увеличивался уровень помех, и нам практически не удавалось увидеть ИПН в случае их формирования и регистрации с помощью излучения О-поляризации.

Сплошная облачность не позволила провести оптические наблюдения 12 августа. Ночью 13 августа небо расчистилось, но критическая частота спорадического слоя E не превышала 3,7 МГц, что не позволило наблюдать индуцированное свечение слоя  $E_{\rm s}$  на длине волны  $\lambda = 557,7$  нм. Индуцированное свечение на длине волны  $\lambda = 630,0$  нм, соответствующее излучению в красной

Н. В. Бахметьева, В. В. Беликович, Л. М. Каган и др.

линии атомарного кислорода в *F*-области, в отсутствие облачности регистрировалось всё время наблюдений, начиная с 22:21 LT 13 августа и до 00:07 LT 14 августа, пока высота отражения волны накачки не превысила интервал высот возбуждения красной линии атомарного кислорода.

Что касается воздействия нагрева на спорадический слой E, то в ночные часы оно, повидимому, никак не проявилось в характеристиках рассеянного сигнала. Нагрев проводился на частоте, значительно превышавшей  $f_{\rm b}E_{\rm s}$ , поэтому его влияние на слой  $E_{\rm s}$  должно было быть слабым [18].

Более подходящим для определения влияния нагрева на слой  $E_{\rm s}$  был режим работы со сравнительно короткими циклами (+1, -2) во время вечерних наблюдений 13 и 15 августа 2005 года. В течение всего периода измерений принимались сигналы, рассеянные на ИПН в D-, E-, F-областях. На рис. 5 приведён усреднённый по пяти соседним реализациям пример высотного профиля амплитуды рассеянного сигнала A(h) в нижней ионосфере при нагреве и во время паузы. На рис. 4 и 5 отражены основные особенности вариаций рассеянного сигнала при работе стенда «Сура» в режиме (+1, -2).

Следует отметить, что во время нагрева значительно увеличивалась диффузность сигнала, отражённого от области F (всплески на яркостной записи, см. рис. 4).

Амплитуда сигналов, рассеянных на ИПН в E- и D-областях, при нагреве уменьшалась на 10 дБ и более, иногда до полного исчезновения сигнала. Это связано, вероятно, с уменьшением амплитуды отражённой волны при рассеянии падающего излучения на непериодических неоднородностях плазмы, возникающих вблизи точки отражения мощной волны при дополнительном подогреве, в результате чего амплитуда ИПН уменьшается, что, соответственно, приводит к уменьшению амплитуды рассеянного сигнала.

Основной задачей применения метода ИПН в рамках эксперимента было исследование воздействия нагрева на спорадический слой E. При работе в вечерние часы 13 августа частота нагрева была выше критической частоты слоя  $E_{\rm s}$ , что соответствует его нагреву «на просвет». В последние 20 минут перед окончанием работы 15 августа частота нагревной волны  $f_{\rm h}$  была на 0,5 МГц



Рис. 5. Пример усреднённого методом наложения эпох по пяти последовательным реализациям высотного профиля амплитуды рассеянного сигнала в нижней ионосфере при нагреве (точки) и во время паузы

ниже  $f_0E_{\rm s}$ . Оказалось, что при этом амплитуда сигнала от слоя  $E_{\rm s}$  на высоте 90 км практически не менялась, в то время как амплитуда сигнала от слоя  $E_{\rm s}$  на высоте 100 км систематически уменьшалась в среднем на 10 дБ. Это хорошо видно на рис. 5. В то же время дополнительный нагрев не привёл к заметному изменению времени релаксации рассеянного сигнала, которое, как и должно быть, при отражении от слоя  $E_{\rm s}$  увеличивалось.

Отличие вариаций амплитуды сигнала при нагреве и во время паузы для спорадических слоёв, расположенных на разных высотах, пока не вполне понятно. Возможно, уменьшение амплитуды сигнала от более высокого, «классического» слоя  $E_{\rm s}$  связано с общим уменьшением амплитуды сигнала от ИПН при нагреве (так же, как для *D*- и *E*-областей). Но в этом случае и сигнал от более низкого слоя  $E_{\rm s}$  должен уменьшаться. Если же действительно имело место влияние нагрева на неоднородную структуру слоя  $E_{\rm s}$ , то характер влияния на нижний и верхний слои мог быть разным. Во-первых, масштабы неоднородностей в этих слоях могут различаться, во-вторых,

различным может быть ионный состав. Теоретически вопрос о влиянии нагрева ионосферы на неоднородную структуру области *E* и спорадических слоёв ионизации подробно рассмотрен в [18]. Для более определённого экспериментального решения этого вопроса необходимы дальнейшие исследования.

В результате оптических наблюдений было получено следующее. В ночь с 15 на 16 августа 2004 года было впервые зарегистрировано индуцированное красное свечение гидроксила ОН, обусловленное фокусировкой радиоволн спорадическими облаками ионизации, расположенными на высотах 80÷85 км, с электронной концентрацией, соответствующей критической частоте порядка 1 МГц [17]. Напомним, что нагрев ионосферы в этот день проводился на частоте  $f_{\rm h}=4,3$  МГц. На рис. 2 работы [17] приведена зависимость максимальной относительной интенсивности свечения вдоль секущих, проходящих через три облака свечения, в серии последовательных снимков. В [17] показано, что облака, обозначенные 1 и 3 (см. рис. 2 работы [17]), представляют собой свечение возбуждённой молекулы гидроксила в красной линии на длине волны  $\lambda = 629,79$  нм в нижней части Е-области, а облако, обозначенное 2, соответствует индуцированному свечению атомарного кислорода  $O(^{1}D)$  на длине волны  $\lambda = 630,03$  нм в *F*-области. Корреляция свечения с периодом нагрева и уменьшение облака 3 в конце нагревного цикла (облако ушло из области секущей) свидетельствует о воздействии нагрева на слабые (с критической частотой, меньшей частоты волны накачки) облака спорадической ионизации в нижней Е-области. Однако, чтобы определённо ответить на вопрос о том, как именно проявляется это воздействие: в расплывании плазменных неоднородностей или их сносе ветром, нужны дальнейшие экспериментальные исследования. Отметим, что по оценкам [17] горизонтальные размеры облаков ионизации на высоте  $80\div85$  км составляли  $1\div2$  км.



Рис. 6. Снимок всего неба в зелёной линии атомарного кислорода, отражающий горизонтальную структуру спорадического слоя *E* в 23:04 LT 19 августа 2004 года

Подобно обычным облакам в тропосфере, плазменные облака, из которых состоят спорадические слои в Е-области, могут принимать довольно причудливые и сложные формы. Так, например, 19 августа 2004 года наблюдался сильно диффузный облачный (полупрозрачный) слой  $E_{\rm s}$  на высоте 110 км с критической частотой  $f_0 E_{\rm s} = 5,4$  МГц и частотой экранирования  $f_{\rm b}E_{\rm s}=2.7~{\rm M}$ Гц. Погода благоприятствовала оптическим наблюдениям. На рис. 6 приведён снимок всего неба в зелёной линии атомарного кислорода, отражающий горизонтальную структуру слоя E<sub>s</sub> в 23:04 LT. Снимок показан в проекции на высоту 110 км (высота слоя  $E_s$ ) и соответствует горизонтальным масштабам  $250 \times$ × 250 км. Круг обозначает горизонтальную проекцию диаграммы направленности стенда «Сура» на данной высоте. Передатчики стенда излучали в географический зенит на частоте 4,3 МГц, раскрыв диаграммы направ-

ленности на этой частоте составля<br/>л $12^\circ \times 12^\circ,$ крестиком обозначен её центр.

Внутри диаграммы направленности излучения стенда «Сура» чётко видно яркое облако свечения к востоку от центра, имеющее форму «гусиного клина». Нижняя часть клина представляет собой плазменное облако, вытянутое на 10 км в направлении северо-восток—юго-запад и прибли-

Таким образом, из приведённых выше результатов с очевидностью следует, что проблема влияния мощного радиоизлучения на спорадический слой *E* по-прежнему остаётся актуальной.

# 4. ПЕРСПЕКТИВЫ ИССЛЕДОВАНИЙ МЕТОДОМ ИПН

Методы диагностики ионосферы с помощью ИПН позволяют практически одновременно определять электронную концентрацию, скорость вертикального движения плазмы, плотность и температуру нейтральной компоненты и характеристики турбулентности среды. Такие комплексные измерения позволяют проводить мониторинг атмосферы и ионосферы, исследовать динамические явления и энергетический обмен между различными слоями атмосферы.

Дальнейшее развитие метода основано на использовании ИПН, создаваемых практически одновременно излучением на двух частотах. В этом случае появляется возможность более точного измерения высотного профиля электронной концентрации в *E*-области, температуры и плотности нейтральной атмосферы на высотах 90÷115 км и вертикальной компоненты турбулентной скорости вблизи турбопаузы. Кроме того, независимо друг от друга можно определять коэффициент амбиполярной диффузии и скорость турбулентного движения [2]. Способ измерений основан на приёме обратно рассеянного на ИПН сигнала, создаваемого излучением на двух достаточно разнесённых частотах. По отношению времён релаксации ИПН, созданных излучением на этих частотах, определяется электронная концентрация [19].

Так, если создание ИПН с их последующей локацией осуществлять попеременно то излучением с частотой  $f_1$  и  $f_2$  (например, нечётные циклы нагрева и зондирования проводить на частоте  $f_1$ , а чётные циклы — на частоте  $f_2$ ), то отношение времён релаксации ИПН на частотах  $f_1$  и  $f_2$  (при измерении времени релаксации на одной и той же высоте) будет равно  $\tau_1/\tau_2 = \lambda_1^2/\lambda_2^2 =$  $= (f_2^2/f_1^2) (n_2^2/n_1^2)$ , где  $n_1$  и  $n_2$  — показатели преломления волн с соответствующей частотой на данной высоте. В свою очередь, коэффициент диффузии и турбулентная скорость будут определяться независимо соотношениями  $D = [(K_1\tau_1)^{-1} - (K_2\tau_2)^{-1}]/(K_1 - K_2)$  и  $V_t = [K_1/(K_2\tau_2) - K_2/(K_1\tau_1)]/(K_1 - K_2)$ , где  $K_1 = 4\pi/\lambda_1$ ,  $K_2 = 4\pi/\lambda_2$ . Использование двухчастотного метода позволит существенно повысить точность определяемых характеристик.

Другим перспективным направлением является применение метода ИПН для исследований модификации спорадического слоя *E*. Оптические наблюдения, когда возможно, дополнят результаты диагностики ионосферы методом ИПН данными о горизонтальной структуре спорадических слоёв и движениях нейтрального газа.

Наконец, пока не реализованы возможности диагностики ионосферной плазмы с помощью ИПН, созданных разнесёнными в пространстве нагревными передатчиками.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 02–05–65281 и 04–05–64140). Работа Л. М. Каган (L. M. Kagan), М. К. Келли (M. C. Kelley) и М. Дж. Николлса (M. J. Nicolls) была поддержана Секцией атмосферных наук Национального научного фонда США (Grant ATM-0000196 from the Atmospheric Science Section of the National Science Foundation). Работа Л. М. Каган была также частично поддержана Национальным советом Канады по исследованиям в области естественных наук и техники (the Canadian Natural Sciences and Engineering Research Council).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Гетманцев Г.Г. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 22, вып. 10. С. 497.
- Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Толмачёва А.В., Бахметьева Н.В. Исследование ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 1999. 155 с.
- 3. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2002. Т. 45, № 6. С. 502.
- Краснушкин П. Е. Метод нормальных волн в применении к проблеме дальних радиосвязей. МГУ, 1947.
- 5. Аксельрод В. Ю., Герасимов Г. И., Козин И. Д. и др. Динамика нижней ионосферы. Алма-Ата: «Наука» Казахской ССР, 1975. 65 с.
- Бахметьева Н. В., Беликович В. В., Каган Л. М., Понятов А. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2005. Т. 48, № 1. С. 16.
- 7. Whitehead J. D. // J. Atmos. Terr. Phys. 1989. V. 51, No. 5. P. 401.
- Narcisi R. S., Bailey A. D., Włodyka L. E., Philbrick C. R. // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 1972. V. 34. P. 647.
- 9. Kopp E. // J. Geophys. Res. Lett. 1997. V. 102. P. 9967.
- 10. Huuskonen A., Nygren T., Jalonen L., et al. // J. Geophys. Res. 1988. V. 93. P. 14603.
- 11. Бахметьева Н. В., Беликович В. В., Игнатьев Ю. А., Понятов А. А. // Геомагнетизм и аэрономия. 1996. Т. 36, № 6. С. 36.
- 12. Бахметьева Н. В., Беликович В. В., Игнатьев Ю. А., Понятов А. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1999. Т. 42, № 1. С. 26.
- 13. Kagan L. M., Kelly M. C., Garcia F., et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 218.
- 14. Kagan L. M., Bakhmet'eva N. V., Belikovich V. V. et al. // Radio Sci. 2002. V. 37, No. 6. P. 1106.
- Фролов В. Л., Каган Л. М., Комраков Г. П. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2002. Т. 45, № 12. С. 999.
- Blagoveshenskaya N. F., Kornienko V. A., Borisova T. D., et al. // J. Geophys. Res. 2001. V. 106. P. 29 071.
- 17. Kagan L. M., Nicolls M. J., Kelley M. C., et al. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. Article no. 095004.
- 18. Игнатьев Ю. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21, № 3. С. 352.
- Беликович В. В., Бахметьева Н. В., Калинина Е. Е., Толмачёва А. В. // XXI Всерос. конф. по распространению радиоволн, Йошкар-Ола, 25–27 мая 2005: Сб. докладов. Т. 2. С. 35.

Поступила в редакцию 28 марта 2005 г.; принята в печать 16 сентября 2005 г.

# NEW RESULTS OF THE LOWER-IONOSPHERE STUDIES BY THE METHOD OF RESONANT SCATTERING OF RADIO WAVES BY ARTIFICIAL IONOSPHERIC IRREGULARITIES

N. V. Bakhmet'eva, V. V. Belikovich, L. M. Kagan, A. A. Poniatov, A. V. Tolmacheva, M. C. Kelley, and M. J. Nicolls

We present the results of lower-ionosphere studies in 2000-2004 on the "Sura" heating facility by the method of resonant scattering of radio waves by artificial periodic irregularities of the ionospheric plasma. Experimental data on a study of the sunset-sunrise phenomena in the ionospheric D region and the possibility of determining the atomic and excited molecular-oxygen concentrations are discussed.

770

The results of studies of sporadic ionization layers are presented, and the method for a study of ion compositions of the  $E_{\rm s}$  layer is discussed. Data of the August 2004 experiments on a study of the influence of the ionosphere heating on the  $E_{\rm s}$  layer and characteristics of artificial periodic irregularities are presented. Prospects for further research are discussed.

### УДК 621.371

# ЭФФЕКТ МАГНИТНОГО ЗЕНИТА

А. В. Гуревич<sup>1</sup>, К. П. Зыбин<sup>1</sup>, Х. С. Карлсон<sup>2</sup>

 $^1$ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия;  $^2$  Philips Laboratory / Geophysics, Bedford, USA

Разработана теория эффекта магнитного зенита, наблюдаемого при модификации ионосферы мощным радиоизлучением. Определены зависимости эффекта от основных параметров: угла наклона магнитного поля, частоты и мощности волны накачки, угловой ширины пучка. Предсказан оптимальный угол наклона радиолуча накачки.

В последние годы обнаружен новый эффект в модифицированной мощными радиоволнами ионосфере. Эффект наблюдался как в высоких (установки HAARP (Аляска, США) и EISCAT (Тромсё, Норвегия)), так и в средних (установка «Сура» (Васильсурск, Россия)) широтах [1–5]. Очень сильные и полностью воспроизводимые возмущения ионосферной плазмы наблюдаются точно в направлении магнитного зенита, т. е. в направлении луча зрения, проведённого из точки расположения передатчика параллельно местной силовой линии поля. Для ионосферы высоких широт теория эффекта магнитного зенита была разработана в [6]. В настоящей работе мы распространяем теорию на средние широты, уделяя большее внимание начальному омическому нагреву ионосферной плазмы около точки отражения пучка радиоволн. Эффект магнитного зенита это результат сильно нелинейного процесса структурирования плазмы и аномального нагрева электронов, определяемого развитием вытянутых вдоль магнитного поля неоднородностей. Мы покажем, что в общем случае эффект магнитного зенита максимален, когда ось пучка волн накачки направлена не точно в магнитный зенит, а сдвинута на определённый угол.

### 1. ТЕОРИЯ

## 1.1. Основные соотношения

Сильное взаимодействие мощной нагревающей волны с ионосферной плазмой в *F*-слое определяется двумя неустойчивостями, резонасной и параметрической, которые возбуждаются в области отражения волны накачки.

Резонансная неустойчивость возникает в окрестности точки верхнегибридного резонанса  $z_{\rm uh}$ , где плотность ионосферной плазмы N(z) определяется соотношением

$$N(z_{\rm uh}) = \frac{\pi m}{e^2} \left( f_0^2 - f_{\rm c}^2 \right) \,. \tag{1}$$

Здесь  $f_0$  — частота волны накачки,  $f_c$  — гирочастота электронов, m и e — масса электрона и элементарный заряд соответственно. Резонансная неустойчивость приводит к одновременному возбуждению верхнегибридных плазменных волн и образованию вытянутых вдоль магнитного поля мелкомасштабных понижений плотности. Образование вытянутых понижений плотности одно из важнейших физических явлений, открытых при модификации ионосферы. Теория, описывающая стационарное состояние изолированной вытянутой неоднородности, была разработана Гуревичем, Зыбиным и Лукьяновым [7]. Согласно этой теории стационарные вытянутые неоднородности обладают двумя важнейшими свойствами: высокой температурой электронов (внутри неоднородностей температура электронов  $T_e$  в 2÷4 раза превышает фоновую) и постоянным

небольшим понижением плотности плазмы:  $N_1 = N - N_0 \approx -(0.02 \div 0.1) N_0$ . Отрицательное возмущение плотности внутри неоднородностей N<sub>1</sub> < 0 приводит к важному физическому следствию. Благодаря ему при возбуждении большого числа вытянутых неоднородностей средняя электронная плотность понижается, что приводит к новому нелинейному явлению — самофокусировке волны накачки на вытянутых неоднородностях [8]. Усиление электрического поля  $E_0$  в области фокусировки ведёт, в свою очередь, к нарастанию вытянутых неоднородностей. Таким образом, имеется тесная нелинейная связь между образованием вытянутых неоднородностей и фокусировкой волны накачки, приводящая к формированию нелинейных структур в возмущённой области ионосферы [9]. Важная особенность обсуждаемой самофокусировки связана с тем, что этот процесс сильно анизотропен: фокусировка происходит исключительно в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. Поэтому направление, параллельное магнитному полю, является выделенным: все нелинейные структуры, самоорганизующиеся в результате самофокусировки, вытянуты вдоль него. Одна из таких структур соответствует решению солитонного типа, описывающему «пучки» вытянутых неоднородностей и солитоноподобное распределение поля волны накачки [8]. Вытянутые неоднородности непосредственно наблюдались с борта ракеты во время экспериментов в Аресибо [10]. Кроме того, в экспериментах проявляется и нелинейное структурирование — пучки неоднородностей (солитоны) и крупномасштабные сгущения пучков («патчи») [10, 11]. Волна накачки, запертая и сфокусированная внутри вытянутых неоднородностей, распространяется вдоль магнитного поля [12].

Аномальное поглощение волны накачки на вытянутых неоднородностях приводит к омическому нагреву электронов в области фокусировки за счёт столкновительного затухания эффективно возбуждаемых внутри неоднородностей верхнегибридных волн [12]. В результате нагрева возникает оптическое излучение в красной линии [13].

Параметрическая неустойчивость возникает в точке ленгмюровского резонанса  $z_{\rm L}$ , вблизи точки отражения волны накачки. Плотность плазмы на этой высоте определяется соотношением

$$N(z_{\rm L}) = \frac{\pi m}{e^2} f_0^2.$$
 (2)

Параметрическая неустойчивость приводит к эффективному возбуждению электронных и ионных плазменных волн и образованию области ленгмюровской турбулентности. Нелинейные процессы ленгмюровской турбулентности приводят к образованию ленгмюровских кавитонов — понижений плотности, заполненных ленгмюровскими плазменными колебаниями [14, 15]. Быстрые электроны, проходя сквозь турбулентный слой, заполненный кавитонами, получают энергию от запертых в них колебаний плазмы. Основное свойство этого механизма заключается в том, что энергия передаётся только быстрым электронам, имеющим достаточно большую скорость  $v > af_0/\pi$ , где a — характерный размер кавитона [16]. Электроны низких энергий колеблются в кавитонах адиабатически и не приобретают дополнительной энергии.

В условиях ионосферы имеется дополнительный процесс, сильно влияющий на число и энергетическое распределение быстрых электронов, так называемое многократное ускорение [17]. Многократное ускорение определяется тем, что ленгмюровское ускорение происходит в сильно возбуждённом слое, окружённом слабо возмущённой ионосферной плазмой. Покидая ускоряющий слой, быстрый электрон испытывает столкновения с нейтральными молекулами невозмущённой плазмы. В результате столкновений часть электронов возвращается в ускоряющий слой и ещё раз приобретает дополнительную энергию. Процесс может повторяться много раз, осуществляя многократное ускорение. Именно этот процесс определяет высокоэнергичный хвост функции распределения электронов и протяжённую область быстрых электронов в окрестности ускоряющего слоя.

Относительная роль этих двух основных турбулентных процессов в модификации ионосферы определяется условиями их возбуждения. Вытянутые неоднородности существуют, когда амплитуда волны накачки  $E_0$  превышает порог  $E_{\rm th}^{\rm s}$  [7]:

$$E_{\rm th}^{\rm s} = 35,3 \left(\cos\alpha\right)^{-1} \left(T_0 N_0\right)^{1/2} \sqrt{\frac{L_T^2}{L_0 L_N}} \sqrt{\frac{\delta V_{T_{\rm e}}}{c}} F_{\rm s}(f_{\rm c}/f_0).$$
(3)

Здесь  $\alpha$  — угол наклона магнитного поля,  $N_0$  и  $T_0$  — плотность и температура электронов невозмущённой плазмы,  $L_T$ ,  $L_N$  и  $L_0$  — характерные размеры в ионосфере, определённые ниже (см. (6), (8)). На высотах, соответствующих *F*-слою ( $z \approx 300$  км), параметр  $L_T/\sqrt{L_0L_N} \approx 1$ . Малый параметр  $\delta$  описывает среднюю долю энергии, теряемую электроном в одном столкновении (в *F*-слое  $\delta \approx 10^{-4}$ ),  $V_{T_e} = \sqrt{T_e/m}$  — тепловая скорость электронов, c — скорость света; фактор  $F_{\rm s}(f_{\rm c}/f_0) \approx 1$ .

Пороговое электрическое поле для параметрической неустойчивости [18, 19] составляет

$$E_{\rm th}^{\rm p} = 4 \ (NT_0)^{1/2} \ \sqrt{\frac{\nu_{\rm e}}{f_0}} \ F_{\rm p}(T_{\rm i}/T_0), \tag{4}$$

где  $T_{\rm i}$  — температура ионов,  $\nu_{\rm e}$  — частота столкновений электронов, фактор  $F_{\rm p} \approx 1$ . Принимая во внимания соотношения (3), (4), можно переписать параметры возбуждения  $e_{\rm s} = E_0/E_{\rm th}^{\rm s}$  и  $e_{\rm p} = E_0/E_{\rm th}^{\rm p}$  в виде

$$e_{\rm s} = 5\sqrt{\frac{\rm ERP\,[\rm MBr]}{(f_0\,[\rm M\Gamma\mu])^2}} \left(\frac{300}{z_{\rm L}\,[\rm \kappa M]}\right) \left(\frac{T_0\,[\rm K]}{10^3}\right)^{-3/4} \left(\frac{\delta}{10^{-4}}\right)^{-1/2} q_{\rm s}\,\kappa_{\rm s},\tag{5}$$

$$e_{\rm p} = 1,2 \sqrt{\frac{\rm ERP\,[\rm MBT]}{(f_0\,[\rm M\Gamma\pi])^3}} \left(\frac{300}{z_{\rm L}\,[\rm \kappa M]}\right) \left(\frac{T_0\,[\rm K]}{10^3}\right)^{1/4} q_{\rm p} \cdot 10^{-K_{\rm as}/2} \kappa_{\rm s},\tag{6}$$

$$q_{\rm p\,max} = 1,90 \left(\frac{2\pi f_0}{cL_0}\right)^{1/6}, \qquad q_{\rm s} = \sqrt{\frac{f_0}{f_{\rm c}}}, \qquad L_0 = \left|\frac{1}{N_0} \frac{\mathrm{d}N_0}{\mathrm{d}z}\right|_{z_{\rm L}}^{-1},$$

ERP — эффективная мощность излучения,  $f_0$  — частота волны накачки,  $z_{\rm L}$  — высота точки отражения О-волны, факторы  $q_{\rm s}$  и  $q_{\rm p}$  описывают рост амплитуды О-волны накачки в окрестности точки отражения,  $q_{\rm p\,max}$  — основной максимум функции Эйри [20],  $K_{\rm as}$  — аномальное поглощение на вытянутых неоднородностях, фактор  $\kappa_{\rm s}(z,\theta)$  описывает уменьшение амплитуды волны накачки, вызванное её рассеянием на вытянутых неоднородностях. Мы рассматриваем здесь распространение пучка вдоль магнитного поля ( $\theta = 0$ ), когда  $\kappa_{\rm s} \approx 1$ .

В качестве примера рассмотрим установку HAARP, эффективная мощность излучения которой как функция частоты  $f_0$  представлена в табл. 1.

Из (5) и табл. 1 видно, что условие существования стационарной вытянутой неоднородности  $e_{\rm s} > 1$  хорошо выполнено не только для полной мощности установки HAARP, но даже на уровне менее 10 % ERP.

Совсем иная ситуация имеет место для параметрической неустойчивости (6). В этом случае решающую роль играет фактор роста амплитуды вблизи точки отражения  $q_{\rm p}$ . Около первого максимума функции Эйри  $q_{\rm p\,max} \approx 5$ , и заведомо выполнено условие возбуждения неустойчивости  $q_{\rm p} > 1$ . Однако это справедливо только сразу после включения передатчика [21, 22]. Как только возникают вытянутые неоднородности (это происходит через 1÷10 с), становится существенным аномальное поглощение  $K_{\rm as}$ . Поглощение, которое происходит ниже точки ленгмюровского резонанса  $z_{\rm L}$ , уменьшает амплитуду волны накачки. Очень важным фактором является

$f_0$ , МГц	ERP, $MB_T$	$\mathrm{ERP}/f_0^2,\mathrm{MBt}/(\mathrm{M}\Gamma\mathrm{i}\mathrm{i})^2$	$\mathrm{ERP}/f_0^3,\mathrm{MBt}/(\mathrm{M}\Gamma$ ц $)^3$
$_{3,0}$	14,2	$1,\!58$	0,53
$^{3,2}$	20,0	$1,\!98$	0,61
$_{4,0}$	$37,\!5$	2,34	0,58
$^{5,0}$	67,3	$2,\!68$	0,54
$6,\!0$	$93,\!6$	$2,\!60$	$0,\!44$
7,0	131,0	2,67	0,38
8,0	179,0	$2,\!80$	$0,\!35$

Таблица 1

зависимость  $K_{\rm as}$  от частоты волны накачки  $f_0$ : как поглощение энергии верхнегибридных волн (пропорциональное  $f_0^{-2}$ ), так и размер области аномального поглощения  $\Delta_{\rm uh} \propto f_0^{-2}$  (см. (9) эффективно растут с уменьшением частоты  $f_0$ . Благодаря этому при  $f_0 \approx 3 \div 4$  МГц фактор  $K_{\rm as}$ может достигать  $6 \div 8$  дБ и более [20, 23]. Это означает, что установка НААRР (см. табл. 1) при низкой частоте волны накачки  $f_0 \approx 3 \div 4$  МГц может возбуждать интенсивные вытянутые неоднородности с сильным аномальным нагревом плазмы внутри них. В то же время параметрическая неустойчивость очень слаба или вообще отсутствует. При высокой частоте волны накачки  $f_0 \approx 6 \div 9$  МГц поглощение и нагрев в вытянутых неоднородностях уже не такие сильные и параметрическая неустойчивость может легко развиваться. Аналогичная ситуация имеет место для установок «Сура» и EISCAT.

Вот почему, обсуждая эффект магнитного зенита в модифицированном F-слое ионосферы, необходимо рассматривать два различных предельных случая. Для низкой частоты волны накачки оптическое излучение возмущённой области ионосферы определяется аномальным нагревом электронов в вытянутых неоднородностях (механизм нагрева). Для высокой частоты  $f_0$  оптическое излучение определяется ленгмюровской турбулентностью, играющей основную роль в этом предельном случае (механизм многократного ускорения). Надо отметить, что для пучка радиоволн, направленного в магнитный зенит, важную роль играет угол наклона магнитного поля  $\alpha$ . Влияние  $\alpha$  рассматривается в разделе 1.5.

### 1.2. Нагрев

Рассмотрим эффект омического нагрева, вызванного аномальным поглощением волны накачки. Нагрев и процессы переноса приводят к существенным изменениям температуры электронов и плотности плазмы в F-слое ионосферы. Важно, что процессы переноса в верхней ионосфере сильно анизотропны. Поэтому, рассматривая крупномасштабные структуры в плазме, можно ограничиться только процессами переноса вдоль магнитного поля. Уравнения переноса для плотности плазмы N и температуры электронов  $T_e$  имеют вид [20]

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\gamma N + \frac{\partial}{\partial s} \left( D_{\rm e} \frac{\partial N}{\partial s} + D_{T_{\rm e}} \frac{N}{T_{\rm e}} \frac{\partial T_{\rm e}}{\partial s} \right), \qquad \frac{\partial T_{\rm e}}{\partial t} = \frac{Q}{N} - \delta \nu \left( T_{\rm e} - T_0 \right) + \frac{\partial}{\partial s} \left( \kappa_{\rm e} \frac{\partial T_{\rm e}}{\partial s} \right). \tag{7}$$

Здесь s — расстояние вдоль магнитной силовой линии,  $\gamma^{-1}$  — время рекомбинации электронов,  $D_{\rm e}$  и  $D_{T_{\rm e}}$  — коэффициенты диффузии и термодиффузии; множитель Q в правой части второго уравнения задаёт нагрев электронов и описывает диссипацию плотности мощности, которая происходит в результате аномального поглощения волны накачки, множитель  $\delta \nu$  представляет потерю энергии в результате упругих и неупругих столкновений электронов с ионами и нейтральными частицами,  $\kappa_{\rm e}$  — тепловая электронная проводимость вдоль магнитного поля.

Характерные расстояния вдоль поля, на которых изменяются плотность плазмы  $(L_N)$  и температура электронов  $(L_T)$ , как это следует из (7), равны

$$L_N = \sqrt{D_{\rm e}/\gamma}, \qquad L_T = \sqrt{\kappa_{\rm e}/\delta\nu}.$$
 (8)

Для *F*-слоя ионосферы (см. [20], §5.3, табл. 16)  $L_N \approx L_T \approx 30$  км. Омический нагрев электронов за счёт аномального поглощения волны накачки в вытянутых неоднородностях происходит в окрестности верхнегибридного резонанса (1). Ширина области поглощения

$$\Delta_{\rm uh} \le z_{\rm L} - z_{\rm uh} \approx \frac{f_{\rm c}^2}{2f_0^2} L_0.$$
 (9)

Характерное расстояние  $L_0$ , на котором изменяется плотность электронов, обычно составляет 50÷100 км. Для *F*-слоя ионосферы условие  $\Delta_{\rm uh} \ll \{L_N, L_T\}$  всегда выполнено. Это означает, что нагрев в (7) является локальным и может быть представлен в виде

$$Q = \delta(s) \int Q(s_1) \,\mathrm{d}s_1, \qquad \int Q(s_1) \,\mathrm{d}s_1 = 3\delta_0 \nu_{e0} N_0 T_0 q.$$

Здесь  $\delta(s)$  — дельта-функция Дирака, q — безразмерный параметр, который определяет возмущения плотности и температуры плазмы в результате аномального поглощения волны накачки:

$$q = \frac{8\pi P e^2}{\omega_0^2 \sqrt{m\delta T_0^{3/2}}} F_{\rm b} \approx 8.0p \; \frac{\text{ERP} \,[\text{MBT}]}{(f_0 \,[\text{M}\Gamma \text{II}])^2} \left(\frac{1\,000}{T_0 \,[\text{K}]}\right)^{3/2} \left(\frac{10^{-4}}{\delta}\right) P_1(\theta) F_{\rm b},\tag{10}$$

где

$$p = 1 - \exp[-2K_{\rm as}(f_0)].$$

В (10) полагается, что частота волны накачки  $f_0 = \omega_0/(2\pi)$  ниже критической частоты *F*-слоя; P — поглощённый поток энергии, который определяется по формуле P = p ERP, где коэффициент поглощения  $p \approx 0.7 \div 0.9$ , нормированный на единицу фактор  $P_1(\theta)$  ( $P_1(0) = 1$ ) описывает угловое распределение мощности в пучке,  $F_{\rm b}$  — фактор фокусировки пучка, определённый ниже.

Следуя [20], найдём стационарное решение уравнений (7), (10), представленное на рис. 1. Видно, что в результате аномального поглощения температура электронов  $T_{\rm e}$  нарастает с q, но сравнительно медленно. Плотность плазмы всегда уменьшается ( $N_1 < 0$ ), но на довольно малую величину. При q = 20 относительное понижение плотности достигает минимального значения:  $N_{\rm 1m}/N_0 = -0.16 L_N/L_T$  (см. рис. 1). При  $q \ll 1$  величина понижения плотности  $|N_1/N_0| = -qL_N/(2L_T)$ .

Таким образом, видно, что понижение плотности вначале растёт с q, но при  $q \ge 0,1$  определяющую роль начинают играть нелинейные процессы, приводящие к насыщению отношения  $N_1/N$ .

#### 1.3. Фокусировка пучка

Область понижения плотности в ионосфере определяется аномальным поглощением волны накачки на вытянутых неоднородностях. Благодаря процессам переноса она начинается от высот порядка  $L \approx 30 \div 50$  км ниже точки отражения О-волны. Численные расчёты, проведённые в [9], показывают, что в северных или в средних широтах значительная часть пучка радиоволн должна быть захвачена в области понижения плотности. Этот эффект является особенно сильным, если



Рис. 1. Установившиеся температура электронов  $T_{\rm m}(a)$  и возмущение плотности  $N_{\rm 1m}$  (б) как функция логарифма безразмерного коэффициента поглощения волны накачки q. Температура  $T_{\rm m}$  и понижение плотности  $N_{\rm 1m}$  нормированы на невозмущённые значения  $T_0$  и  $N_0$ . Параметр q определяется формулой (10)

пучок был первоначально направлен вдоль магнитного поля (угол между направлением на магнитный зенит и волновым вектором волны накачки  $\theta = 0$ ). Средняя часть пучка распространяется вдоль силовых линий магнитного поля **B** и фокусируется в плоскости, перпендикулярной **B**. Фокусировка описывается нелинейным параболическим уравнением [8, 12]:

$$2ik\frac{\partial E}{\partial s} + \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \langle \varepsilon_2(E) \rangle E = 0, \qquad E = E^{\rm s}_{\rm th} \sqrt{\eta} \exp(i\phi). \tag{11}$$

Здесь для простоты пучок предполагается одномерным, x — декартова координата в плоскости, перпендикулярной **В**. Нелинейный член в этом случае имеет вид

$$\langle \varepsilon_2(\eta) \rangle = \begin{cases} 0.04 \, (1 - 1/\eta^2), & \eta \ge 1; \\ 0, & \eta < 1. \end{cases}$$
(12)

Естественные граничные условия для пучка в ионосфере (при s=0) записываются в виде

$$\eta_0(x) = e_s^2 \left[ 1 - (x/b)^2 \right]. \tag{13}$$

Здесь  $b = \theta_0 z_0 \cos \alpha$  — эффективная ширина пучка у начала области нелинейности  $z_0, \theta_0$  — начальная угловая ширина пучка.

Решение уравнений (11)–(13) представлено на рис. 2. Из уравнения (11) видно, что интеграл  $\int \eta(x) dx$  сохраняется. Это означает, что ширина пучка убывает с ростом интенсивности, как это показано на рис. 2.

Таким образом, за счёт самофокусировки на вытянутых неоднородностях начальная ширина захваченного пучка может существенно уменьшиться по мере его распространения вдоль магнитного поля **B**. Этот эффект определяется фактором фокусировки  $F_{\rm b} = 2 \div 3$ .

## 1.4. Сдвиг точки отражения

В окрестности точки отражения амплитуда волны накачки возрастает [26]. Это приводит к нагреву плазмы, благодаря чему возмущения в плазме усиливаются. На рис. 1 можно увидеть

А. В. Гуревич, К. П. Зыбин, Х. С. Карлсон



Рис. 2. Фокусировка пучка. (a) Нормированное распределение интенсивности пучка  $\eta/e_s^2$  на различных расстояниях вдоль силовой линии магнитного поля  $s^* = s/a$ : кривая 1 соответствует  $s^* = 0$  (начало области вытянутых неоднородностей),  $2 - s^* = 0.5$ ,  $3 - s^* = 0.8$ . (б) Зависимость нормированной полуширины пучка d от  $s^*$ 

взаимосвязь между повышением температуры, понижением плотности и их зависимостью от поглощённой мощности. В результате изменение электронной плотности влияет на распределение поля волны. Рассмотрим, к чему приводят эти изменения при не слишком большом поле  $E_0^2 < E_p^2$ , где  $E_p^2 = 3Tm\delta (\omega^2 + \nu^2)/e^2$ . Последнее условие эквивалентно q < 1 (или  $\lg q < 0$ ) на рис. 1. Уравнение (7) для возмущения температуры электронов  $\Delta T$  при  $z < z_0$  принимает вид [20]

$$L_T^2 \cos^2 \alpha \, \frac{\mathrm{d}^2 \Delta T}{\mathrm{d}z^2} - \Delta T = -\frac{2\phi \phi_H E_0^2 T_0}{E_p^2 \sqrt{\epsilon}} \,. \tag{14}$$

Здесь  $\alpha$  — угол наклона магнитного поля к вертикали,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость ионосферной плазмы,  $\phi$  и  $\phi_H$  — факторы поляризации (см. [20], § 5.2.2). С учётом возмущения концентрации диэлектрическая проницаемость имеет вид

$$\epsilon = \frac{z_0 - z}{L_0} - \frac{\Delta N}{N_0} \; ,$$

где  $\Delta N/N_0 = -k_T \Delta T/T_0$ ,  $k_T = T_e/(T_e + T_0)$ ,  $z_0$  — высота точки отражения волны в невозмущённой среде. Профиль плотности плазмы предполагается линейным и учитывается показанное на рис. 1 изменение диэлектрической проницаемости, вызванное уменьшением плотности. Можно определить высоту новой точки отражения  $z_1$ , в которой  $\varepsilon(z_1) = 0$ :

$$z_0 - z_1 = L_0 \frac{\Delta N(z_1)}{N_0}$$

Сдвиг точки отражения  $z_0 - z_1$  вызван нагревом плазмы волной накачки. Чтобы вычислить этот сдвиг, надо решить уравнение (14). Это решение и сдвиг точки отражения были получены ранее

в [20]. Сдвиг зависит от параметра  $\xi = [(k_T \phi \phi_H)^{1/2} E_0/E_{\rm p})^{-4/3} L_T \cos \alpha/L_0$ : для  $\xi \ll 1$ 

$$z_1 - z_0 = \frac{3}{2^{2/3}} \left[ (k_T \phi \phi_H)^{1/2} \frac{E_0}{E_p} \right]^{4/3} L_0,$$
(15)

для  $\xi \gg 1$ 

$$z_1 - z_0 = k_T \phi \phi_H \frac{E_0^2}{E_p^2} \left[ \frac{\pi L_0}{L_T \cos \alpha} \right]^{1/2} L_0.$$
(16)

Оценим сдвиг точки отражения. Для типичных условий в F-слое ионосферы при эффективной излучаемой мощности ERP > 10 МВт параметр  $E_0^2/E_p^2 \ge 0.05$ , и сдвиг точки отражения составляет

$$z_1-z_0 \geq 2\div 5$$
км.

Сдвиг растёт с мощностью нагревной установки и может достигать 20÷30 км.

#### 1.5. Наклон пучка

Рассмотрим распространение пучка волн накачки в однородной по высоте ионосфере в случае, когда магнитное поле наклонено на угол  $\alpha$  к вертикали. В соответствии с линейной теорией [24] отражение плоской обыкновенной волны, волновой вектор которой первоначально наклонён в плоскости магнитного меридиана на малый угол  $\chi$  к вертикали, происходит в точке ленгмюровского резонанса (2), если  $\chi < \chi_s$ , где

$$\chi_{\rm s} \approx \alpha \sqrt{\frac{f_{\rm c}}{f_0 + f_{\rm c}}}$$

где  $\alpha \ll 1$ . В условиях ионосферы циклотронная частота  $f_{\rm c} \approx 1,3\div 1,4$  МГц. Отражение на высотах, больших уровня верхнегибридного резонанса  $z_{\rm uh}$ , происходит в случае  $\chi \leq \chi_{\rm t}$ , где

$$\chi_{\rm t} = \chi_{\rm s} + \Delta, \qquad \Delta \approx \frac{f_{\rm c}}{f_0} \sqrt{\frac{L_0}{z_{\rm L}}}.$$
 (17)

Следовательно, возбуждение вытянутых неоднородностей, приводящее к комплексу рассмотренных выше нелинейных процессов, существенно для пучков лучей с  $\chi \leq \chi_t$ . Отметим, что нелинейные эффекты в области отражения для лучей с  $\chi \approx \chi_t$  существенно усилены из-за роста амплитуды О-волны накачки в окрестности точки отражения  $z_{duh}$ , когда она совпадает с областью верхнегибридного резонанса [24]. В соответствии с линейной теорией, для всех лучей, имеющих угол наклона больше  $\chi_t$ , точка отражения расположена ниже точки верхнегибридного резонанса. В этом случае при линейном рассмотрении верхнегибридная турбулентность не возбуждается. Однако если принять во внимание нелинейные эффекты, в соответствии с результами предыдущего раздела (см. (15), (16)) положение точки отражения сдвинется из-за нагрева плазмы. В реальных нагревных экспериментах, при ERP  $\geq 10$  MBT, этот сдвиг достаточно большой, что позволяет мощному радиоизлучению проникнуть выше уровня верхнегибридного резонанса и возбудить верхнегибридную турбулентность в направлении магнитного зенита.

Таким образом, из-за нелинейного сдвига точки отражения возбуждение вытянутых неоднородностей существенно не только для лучей с  $\chi \leq \chi_t$ , но и для лучей с  $\chi \geq \chi_t$  [24].

Применительно к установке HAARP в рамках линейной теории в частотном диапазоне  $f_0 \ge 5$  МГц условие (17) выполнено только для части пучка. В соответствии с нелинейной теорией

А. В. Гуревич, К. П. Зыбин, Х. С. Карлсон

780





Рис. 3. Эффект магнитного зенита на установках НААRР ( $a, \delta$ ) и в «Сура» (b). (a) Угловое распределение мощности пучка, направленного в магнитный зенит  $\alpha = 14^{\circ}$ , при  $f_0 = 5,8$  МГц, ERP= = 90 МВт;  $\chi_s$  — спиц-угол,  $\chi_t$  — начальный угол для волны, отражённой на высоте верхнегибридного резонанса; пунктирная кривая — усиление мощности волны вблизи  $z_{duh}$  (резонанс второго порядка). ( $\delta$ ) Схема хода лучей; показаны нелинейно возбуждённые вытянутые неоднородности и каверны, направленные вдоль магнитного поля **B**. (b) Схема хода лучей для случая, когда  $z_0 < z_{uh}$ . Стрелки указывают сдвиг точки отражения по отношению к уровню верхнегибридного резонанса

из-за резкого усиления поля имеется большой сдвиг точки отражения в окрестности верхнегибридного резонанса второго порядка  $z_{duh}$  (15), (16) (см. рис. 3). Параметр  $e_s$  (5) велик ( $e_s \gg 1$ ), поэтому сдвиг точки отражения и эффективное возбуждение вытянутых неоднородностей происходит при всех частотах  $f_0 \leq 8 \div 10$  МГц (см. табл. 1). Вытянутые неоднородности простираются вверх и вниз от уровня  $z_{duh}$  вдоль магнитного поля, как это показано на рис. 36. В результате нелинейные кавитоны и нелинейные каверны формируются до  $20 \div 30$  км ниже высоты  $z_{duh}$ . Как уже было показано путём детального вычисления хода лучей (см. работу [9] и рис. 1 в ней), волна накачки эффективно запирается внутри каверны. Это приводит к дополнительному нагреву плазмы в каверне. Из-за этого значительная часть пучка при высокой частоте накачки ( $f_0 \sim 5 \div 10$  МГц) достигает области ленгмюровского резонанса и вызывает эффективное возбуждение ленгмюровской турбулентности (см. рис. 1 работы [9] и раздел 1.1 настоящей статьи). Для установки НААRР соответствующий уровню отражения  $z_{duh}$  угол  $\chi_{duh}$  достаточно близок к углу магнитного зенита  $\alpha$  (см. рис. 36). Таким образом, видно, что как возбуждение высокочастотного ленгмюровского резонанса за счёт нелинейного сдвига точки отражения, так и развитие вытянутых неоднородностей в условиях существующей высокой мощности накачки в северных

широтах, где расположены установки HAARP ( $\alpha \approx 14^{\circ}$ ) и EISCAT ( $\alpha \approx 12^{\circ}$ ), происходит весьма эффективно.

На рис. Зв представлена структура возмущённой области при заданном угле  $\chi$  наклона пучка для условий расположенной в средних широтах установки «Сура». Максимальный эффект нагрева достигается вблизи точки отражения пучка  $z_0$ . В соответствии с соотношениями (15), (16) в течение некоторого времени нагретая область распространяется вверх вдоль магнитного поля к точке верхнегибридного резонанса. Затем развивается резонансная неустойчивость, что приводит к эффективному росту вытянутых неоднородностей. В области, заполненной вытянутыми неоднородностями, благодаря самофокусировке волны́ развиваются солитоноподобные структуры, в которые захватывается пучок. В результате аномального поглощения захваченной в вытянутых неоднородностях волны происходит сильный нагрев электронов. Это приводит к созданию масштабных нелинейных структур с высокой температурой электронов и средним понижением плотности до 10 % (область, помеченная пунктиром на рис. 3*6*).

Эта структура «прорастает» вдоль магнитного поля в обоих направлениях от точки верхнегибридного резонанса на значительное расстояние порядка  $L_T$ . Таким путём формируется нелинейный канал вдоль магнитного поля. Канал направлен в магнитный зенит, внутри него заперта часть волны накачки. Приближённое условие на угол наклона пучка  $\chi$ , при котором должен наблюдаться наиболее сильный эффект магнитного зенита, для ионосферы средних и высоких широт имеет вид

$$\chi \approx \alpha - L_0 / z_{\rm L}.\tag{18}$$

Как следует из (18), эффект магнитного зенита существенно зависит от наклона магнитного поля, мощности ERP и частоты  $f_0$  волны накачки и ширины пучка  $\theta_{\rm b} < L_0/z_{\rm L}$ .

Тщательные эксперименты и дальнейшее развитие теории могут пролить дополнительный свет на физику эффекта магнитного зенита.

Для волны накачки низкой частоты  $f_0 \approx 3 \div 4$  МГц ситуация совершенно аналогична той, что рассмотрена в разделе 1.1. Условие (17) выполнено для максимума пучка вплоть до  $\alpha \approx 30^{\circ}$ , и полная мощность пучка определяет нелинейные процессы в магнитном зените в основном за счёт нагрева. Дополнительно следует учесть, что среднее понижение плотности плазмы в нелинейной каверне меньше или равно 10 %. Для частоты пучка  $f \leq 4$  МГц это означает, что захваченный пучок в области ленгмюровского резонанса становится слабым. Действительно, при  $f_0 \leq 4$  МГц

$$\frac{N(z_{\rm L}) - N(z_{\rm uh})}{N(z_{\rm L})} \approx \frac{f_{\rm c}^2}{f_0^2} > 0.1 \,.$$

Таким образом, под действием мощной низкочастотной волны накачки в условиях средних («Сура») и низких широт осуществляется в основном нагрев ионосферной плазмы. Мы хотим подчеркнуть, что в ранних экспериментах на низкоширотной станции в Аресибо рост температуры электронов вплоть до  $T_{\rm e}/T_0 \approx 2\div 3$  наблюдался после длительного (30 мин) нагрева одновременно с большым (до 40 %) понижением плотности плазмы [25–27]. В этих работах, однако, структуры, вытянутые вдоль магнитного поля, не были обнаружены. Недавно крупномасштабные понижения плотности плазмы, вытянутые вдоль магнитного поля, наблюдались в экспериментах с длительным нагревом на установках EISCAT, HAARP и «Сура» [30].

### 1.6. Многократное ускорение

Многократное ускорение эффективно, когда возбуждена сильная ленгмюровская турбулентность. Оно определяет структуру высокоэнергичного хвоста функции распределения и наличие

широкой области быстрых электронов в окрестности слоя ленгмюровской турбулентности. Процесс многократного ускорения описывается кинетическим уравнением для энергичных электронов в ионосферной плазме. Решение кинетического уравнения, полученное в [17], имеет вид

$$f(\varepsilon, s) = CK_0(\varepsilon/T_{\rm ef}) \exp\left[-\left|\int_{z_{\rm L}}^s \frac{\mathrm{d}s'}{L_{\varepsilon}(s')}\right|\right].$$
(19)

Здесь  $K_0(x)$  — модифицированная функция Бесселя,  $T_{\rm ef}$  — эффективная температура, определяемая ускорением электронов в кавитонах, возбуждённых в слое ленгмюровской турбулентности,  $L_{\varepsilon}(s) = [\sqrt{3\delta} N_{\rm m}(s)\sigma_{\rm t}]^{-1}$  — характерный размер области, заполненной быстрыми электронами,  $N_{\rm m}$  — плотность нейтральных частиц в ионосферной плазме,  $\sigma_{\rm t}$  — транспортное сечение столкновений электронов,  $\delta$  — средняя доля энергии, теряемая электроном при одном столкновении. Подчеркнём, что в *F*-слое электроны с энергией  $\varepsilon \geq 2$  эВ в основном сталкиваются с нейтральными молекулами. Неупругие столкновения для них существенны, поэтому параметр  $\delta$  растёт с  $\varepsilon$ , принимая значения  $\delta \approx 10^{-2} \div 0,1$  [17, 29]. Параметр *C* напрямую связан с плотностью числа быстрых электронов в кавитонах:



Рис. 4. Функция распределения электронов  $f(\varepsilon)$ в окрестности ускоряющего слоя на высоте z = 300 км при  $P_{\rm a} = 120$  кВт,  $f_0 = 8$  МГц (численное решение). Температура тепловых электронов  $T_0 = 0,16$  эВ, эффективная температура для хвоста функции распределения  $T_{\rm ef} = 10,5$  эВ, эффективная плотность числа быстрых электронов  $N_{\rm f} = (T_{\rm ef}/T_0)^{3/2} f^* N_0 = 2,2 \cdot 10^{-4} N_0$ . Сплошная линия соответствует расчёту для  $\delta = {\rm const, \ тол-стая \ штриховая - c \ учётом \ зависимости <math>\delta(\varepsilon)$  согласно [17], тонкая штриховая — асимптотическое поведение функции распределения

$$C = \frac{N_{\rm f}}{8\pi} \left(\frac{m}{T_{\rm ef}}\right)^{3/2} = \frac{m^2}{4\pi^3 \,(\delta/3)^{1/3} \,T_{\rm ef}^3} \,P_{\rm a}.$$
 (20)

Параметры T<sub>ef</sub> и P<sub>a</sub> определяются характерной шириной и числом кавитонов в ускоряющем ленгмюровском слое. Найти эти параметры и «сшить» хвост функции распределения (19) с её основной тепловой частью можно, используя полученное численное решение кинетического уравнения в условиях сильной ленгмюровской турбулентности [30]. Пример такого решения представлен на рис. 4. Из него видно, что функция распределения в своём высокоэнергичном хвосте близка к максвелловскому распределению с очень высокой эффективной температурой электронов  $T_{\rm ef} \gg T_0$ , как это в точности следует из (19). Для рассматриваемых условий ERP= 180 MBт,  $f_0 = 8$  МГц, эффективная температура  $T_{\rm ef} =$ = 10,5 эВ,  $P_{\rm a} = 120$  кВт, плотность быстрых электронов  $N_{\rm f} = 2, 2 \cdot 10^{-4} N_0$ . В высокочастотном пределе в зависимости от условий мощность  $P_{\rm a}$ станции HAARP, идущая на ускорение электронов, составляет 7÷15 % от мощности излучения передатчика ERP.

Подчеркнём, что волна накачки, распространяющаяся вдоль магнитного поля, может достичь точки ленгмюровского резонанса  $z_{\rm L}$  только внутри фокусирующей области благодаря уменьшению плотности плазмы.

#### 2. ОБСУЖДЕНИЕ

Сопоставим теорию с результатами экспериментов [1–5].

Оптическое излучение в красной и зелёной линиях (на длинах волн 557,7 и 630 нм) определяется возбуждением и гашением электронных уровней атомарного кислорода  $O(^{1}D_{2})$  и  $O(^{1}S_{0})$ . Интенсивность излучения может быть представлена в виде

$$I_{630} [P_{\pi}] = 10^{-6} A_{12} \int \tau_{q} K_{e}^{(1)} N_{10} N_{O} dz, \qquad I_{557,7} [P_{\pi}] = 10^{-6} \int K_{e}^{(2)} N_{0} N_{O} dz.$$
(21)

Здесь интенсивность I выражена в рэлеях (1 Рл =  $10^6$  см<sup>-2</sup> · с<sup>-1</sup>),  $K_e^{(1)}$  и  $K_e^{(2)}$  – скорости возбуждения:

$$K_{\rm e}^{(n)} = 4\pi \int \sigma_{\rm e}^{(n)} v^3 f_0(v) \,\mathrm{d}v$$

где  $\sigma_{\rm e}^{(n)}$  — сечение возбуждения,  $f_0(v)$  — нормированная к единице функция распределения электронов по скоростям,  $N_0$  и  $N_0$  — плотности электронов и атомов кислорода,  $\tau_{\rm q}$  — коэффициент гашения:

$$\tau_{\rm q} = \frac{1}{1 + \left(k_{\rm q}^{\rm N_2} N_{\rm N_2} + k_{\rm q}^{\rm O_2} N_{\rm O_2} + k_{\rm q}^{\rm e} N\right) t_1}$$

скорости гашения  $k_{\rm q}^{\rm N_2} = 2,3 \cdot 10^{-11} {
m cm}^3/{
m c}, k_{\rm q}^{\rm O_2} = 5 \cdot 10^{-11} {
m cm}^3/{
m c}, k_{\rm q}^{\rm e} = 8,6 \cdot 10^{-10} {
m cm}^3/{
m c}, N_{\rm N_2}$  и  $N_{\rm O_2}$  — плотности молекул азота и кислорода,  $t_1 = 150 {
m c}$  — время жизни электронных уровней O( ${}^1D_2$ ) [31, 32]. Заметим, что в *F*-слое коэффициент  $\tau_{\rm q}$  определяется в основном молекулами N<sub>2</sub> и на высоте z = 300 км может быть оценён (см. табл. 1 в [20]) как

$$\tau_{\rm q} = \frac{1}{1 + 0.8N_{\rm N_2} \, [\rm cm^{-3}]/(1.8 \cdot 10^8)} \,. \tag{22}$$

Множитель  $A_{12}$  появляется в (21), поскольку накачка уровня  $O({}^1D_2)$  сопровождается двумя переходами  $O({}^1D_2 \rightarrow {}^3P_2)$  и  $O({}^1D_2 \rightarrow {}^3P_1)$  с длиной волны 630 и 636,4 нм соответственно. Поскольку в экспериментах наблюдается только линия с длиной волны 630 нм, то лишь часть

$$A_{12} = \frac{A_{630}}{A_{630} + A_{636,4}} \approx 0.76 \tag{23}$$

от полной оптической энергии идёт на возбуждение наблюдаемой линии. Здесь  $A_{630} = 5.1 \times 10^{-3} \text{ c}^{-1}$  и  $A_{636,4} = 1.6 \cdot 10^{-3} \text{ c}^{-1}$  — коэффициенты Эйнштейна, время жизни уровня  $O(^{1}D_{2})$  составляет  $t_{1} = (A_{630} + A_{636,4})^{-1} = 150$  с. Сечение возбуждения уровней  $O(^{1}D_{2})$  и  $O(^{1}S_{0})$  электронным ударом может быть интерполировано в соответствии с [33] как

$$\sigma(\varepsilon) = C_1 \left(\varepsilon - \varepsilon_{\rm th}\right) \exp\left[-\frac{\varepsilon - \varepsilon_{\rm th}}{\varepsilon_{\rm m} - \varepsilon_{\rm th}} k(\varepsilon)\right].$$
(24)

Параметры для уровня  $O(^1D_2)$ :

$$\varepsilon_{\rm th} = 1,96 \ \Im B, \qquad \varepsilon_{\rm m} = 6 \ \Im B, \qquad C_1 = 2,1 \cdot 10^{-17} \ {\rm cm}^2/\Im B, \qquad \sigma_{\rm m} = 3 \cdot 10^{-17} \ {\rm cm}^{-2}, \qquad (25)$$

 $k(\varepsilon)$ — поправочный коэффициент. Для уровня  $\mathcal{O}(^1S_0)$ 

 $\varepsilon_{\rm th} = 4.17 \ {\rm sB}, \qquad \varepsilon_{\rm m} = 14 \ {\rm sB}, \qquad C_1 = 0.7 \cdot 10^{-18} \ {\rm cm}^2/{\rm sB}, \qquad \sigma_{\rm m} = 2.5 \cdot 10^{-18} \ {\rm cm}^{-2}, \qquad (26)$ 

поправочный коэффициент  $k(\varepsilon) \approx 1$ . В (25) и (26)  $\sigma_{\rm m}$  — максимальное сечение возбуждения соответствующего уровня. Интерполяция (24)–(26) справедлива для интервала энергии электронов от  $\varepsilon_{\rm th}$  до  $\varepsilon \approx 30$  эВ с точностью 10 %.

А. В. Гуревич, К. П. Зыбин, Х. С. Карлсон

### 2.1. Низкочастотный предел



Рис. 5. Зависимость интенсивности  $I_{630}$  от мощности передатчика НААRР при  $f_0 = 3,3$  МГц. Кривая соответствует теоретическим расчётам, точки — наблюдениям (см. рис. 5e[1]). Пунктирная линия показывает ожидаемое насыщение  $I_{630}$  за счёт возбуждения колебательных уровней молекулы  $\mathrm{N}_2$ и электронных кинетических эффектов

При частотах накачки 3÷4 МГц решающую роль играет нагрев электронов в модифицированной ионосфере. Как следует из табл. 1 и рис. 1, температура электронов при использовании установки HAARP может достичь 3 000÷4 000 К. Предполагая, что функция распределения электронов максвелловская, для ERP установки HAARP из (21)–(25) находим интенсивность красной линии в области фокусировки:  $I_{630} = 210\div300$  Рл (см. [1]: угловая ширина пучка 6°,  $\Delta z = 30$  км), что находится в полном согласии с наблюдениями [1].

Теоретическая зависимость  $I_{630}$  от мощности показана на рис. 5. Видно достаточно хорошее согласие между теорией и наблюдениями. При высокой температуре электронов  $T_{\rm e} > 3\,000$  К сильная диссипация энергии, вызванная возбуждением колебательных уровней молекулы N<sub>2</sub>, приводит к насыщению наблюдаемой интенсивности излучения  $I_{630}$ . При некоторых условиях эффект насыщения выражен даже более ясно (см. рис. 56 [1]). Отметим, что в хвосте функции распределе-

ния электронов также могут быть важны кинетические эффекты [34].

## 2.2. Высокочастотный предел

Согласно теории при высоких частотах  $f_0 \approx 6 \div 9$  МГц оптическое излучение определяется процессом многократного ускорения. Используя функцию распределения (19), из (24) и (25) для ERP установки HAARP (табл. 1) мы получили, что интенсивность зелёной линии составляет  $I_{577,7} \approx 30 \div 60$  Рл в соответствии с экспериментальными данными (см. рис. 46 [1]). Отношение максимальных интенсивностей зелёной и красной линий, как это следует из теории (19)–(26), в этих условиях составляет  $0,2 \div 0,3$ , что достаточно близко к данным наблюдений (см. рис. 46 [1]).

Согласно теории интенсивность излучения эффективно растёт с плотностью атомов кислорода  $N_{\rm O}$ . С другой стороны, интенсивность красной линии уменьшается с ростом  $N_{\rm N_2}$ . Отсюда видно, что распределение нейтральных компонент ионосферы по высоте в области отражения О-волны существенно влияет на интенсивность оптического излучения.

Заметим, что для ERP станции HAARP теория предсказывает, что интенсивность красной линии как в низкочастотном, так и высокочастотном пределе составляет  $I_{630} \sim 200 \div 300$  Рл. В то же время интенсивность зелёной линии, близкая к нулю при  $f_0 < 4$  МГц, эффективно нарастает с частотой в соответствии с теорией.

#### 2.3. Временная зависимость интенсивности оптического излучения

Тепловое излучение в красной линии уже обсуждалась в [35]. Основную роль здесь играет большое время жизни уровня  $O(^{1}D_{2})$ . Роль процессов нагрева и фокусировки, требующих дополнительного времени порядка  $20 \div 40$  с, также видна из наблюдений [1]. Наиболее интересна

А. В. Гуревич, К. П. Зыбин, Х. С. Карлсон

существенная временная задержка появления зелёной линии (наблюдавшаяся в [1]), которая составляет порядка  $\Delta t \approx 20$  с. Время излучения зелёной линии порядка 1 с. Согласно теории время эффективного ускорения и время потери энергии  $\tau_{\varepsilon} = (vN_{\rm m}\sigma)^{-1}$  при  $\varepsilon \approx 10$  эВ также составляют около 1 с. Это означает, что для возбуждения зелёной линии важную роль должны играть процессы диффузии и термодиффузии, которые определяют эффекты фокусировки. На высотах  $z \approx 300$  км коэффициент диффузии вдоль магнитного поля  $D_{\parallel} \approx 2,4 \cdot 10^{10}$  см<sup>2</sup> · c<sup>-1</sup> ([20], табл. 16). Тогда фокусировка первоначально охватывает область с характерным размером  $R_{\rm f} \sim \sqrt{2D_{\parallel}\Delta t} \approx$  $\approx 10$  км. Полная длина фокусировки может быть в 2–3 раза выше, что согласуется с обсуждением в разделе 1.4. Итак, всё говорит о том, что именно образование вытянутых неоднородностей и процесс фокусировки определяют временну́ю зависимость интенсивности оптического излучения в зелёной линии. Требуется дальнейшее более тщательное экспериментальное и теоретическое исследование этой проблемы.

#### 2.4. Тонкая структура возмущённой области

Возмущённая область ионосферы сильно неоднородна из-за наличия вытянутых неоднородностей и их пучков. В [13] был предложен специальный фактор заполнения  $\eta$ , который учитывает влияние неоднородности на оптическое излучение. Неоднородность ионосферы приводит к специфической тонкой структуре оптического излучения как при нагреве электронов (низкочастотный предел), так и в случае многократного ускорения. Область излучения состоит из сильно вытянутых вдоль магнитного поля структур, характерный размер которых вдоль магнитных силовых линий может достигать нескольких километров. Поперёк магнитного поля имеется два типа структур: с характерными масштабами  $2\div5$  метров и сотни метров. Эти структуры могут двигаться все вместе благодаря общему дрейфу, определяемому внешним электрическим полем. Аналогичный дрейф области оптического излучения как целого наблюдался в [36, 37]. Однако должно существовать и сложное взаимное движение возбуждённых областей во флуктуирующих внешних электрических полях. Эти внутренние дрейфы могут усиливаться особой дрейфовой неустойчивостью [8, 10, 11].

Таким образом, теория предсказывает, что детальное исследование оптического излучения модифицированной ионосферы может показать сложную флуктуирующую структуру области излучения типа северного сияния. Подчеркнём, что это «исскуственное северное сияние» создаётся на высотах порядка 300 км, много выше обычной области естественного северного сияния.

#### 2.5. Поток энергичных электронов в магнитосферу

Теория многократного ускорения позволяет определить функцию распределения и её зависимость от энергии  $\varepsilon$  и высоты z при условии, что известно распределение нейтральных компонент в ионосфере. Отсюда следует, что для высокочастотного нагревателя можно предсказать интенсивность не только красной (длина волны  $\lambda = 630$  нм) и зелёной ( $\lambda = 557,7$  нм) линий, но также интенсивности других линий кислорода и азота на длинах волн  $\lambda = 777,4$  нм ( $\varepsilon = 10,99$  эВ);  $\lambda = 844,6$  нм ( $\varepsilon = 10,74$  эВ);  $\lambda = 391,4$  нм ( $\varepsilon = 18,74$  эВ). Более того, можно найти поток сверхтепловых электронов в магнитосферу [17]. Оценки показывают, что при рассматриваемых экспериментальных условиях в магнитосферу вытекает поток электронов с характерными энергиями 5÷20 эВ и полной мощностью  $P_{\rm f} \approx 5\div10$  кВт. Этот результат согласуется с полученным в [38] из прямых наблюдений сверхтепловых электронов с использованием метода ISR [29].

Требуются дальнейшие детальные исследования различных линий оптического излучения в аналогичных экспериментах при частотах  $f_0 = 6 \div 9$  МГц. Эти исследования надо сочетать

с теорией и численным моделированием. Такой подход может позволить развить новый метод активных исследований в магнитосфере/плазмосфере с использованием воспроизводимого и контролируемого пучка энергичных электронов, генерируемых при модификации ионосферы.

## 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Согласно представленной теории эффекты модификации ионосферы сильно нарастают, когда мощный пучок радиоизлучения заперт в каверне в результате нелинейного процесса и направлен вдоль магнитных силовых линий. Этот эффект магнитного зенита определяется самофокусировкой волны накачки на вытянутых неоднородностях ионосферной плазмы и её аномальным нагревом, что ведёт к формированию каверны, простирающейся на сотни километров. Теория предсказывает зависимость эффекта магнитного зенита от основных параметров: мощности и частоты волны накачки, угла наклона магнитного поля, угловой ширины пучка накачки и его наклона. Продемонстрировано хорошее соответствие между теорией и недавними экспериментами. Указаны перспективы дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

Авторы благодарны В. Л. Гинзбургу за полезную дискуссию. Работа была частично поддержана EOARD-MHTЦ (грант № 2236р), INTAS (грант № 03–51-5583), Программой РАН «Нелинейная динамика и солитоны», Советом при Президенте РФ по поддержке ведущих научных школ (грант № НШ–1603.2003.2).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Pedersen T., McCarrick M., Gerken E., et al. // Geophys. Res. Lett. 2003. V. 30, No. 4. P. 1169.
- Rietveld M. T., Kosch J. M., Blagoveshchenskaya N. F., et al. // J. Geophys. Res. A. 2003. V. 108, No. 4. P. 1141.
- 3. Gerken E. // RF Ionospheric Interaction Workshop, Santa Fe, 18–21 April 2004. P. 389.
- 4. Kosch M.// RF Ionospheric Interaction Workshop, Santa Fe, 18–21 April 2004. P. 117.
- 5. Tereshchenko E. D., Khudukon B. Z., Gurevich A. V., et al. // Phys. Lett. A. 2004. V. 325. P. 381.
- 6. Gurevich A. V., Zybin K. P., Carlson H., Pedersen T. // Phys. Lett. A. 2002. V. 305. P. 264.
- 7. Gurevich A. V., Zybin K. P., Lukyanov A. V. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 2622.
- 8. Gurevich A., Hagfors T., Carlson H., et al. // Phys. Lett. A. 1998. V. 239. P. 385.
- 9. Gurevich A., Carlson H., Kelley M., et al. // Phys. Lett. A. 1999. V. 251. P. 311.
- 10. Kelley M. C., Arce T. L., Salowey J., et al. // J. Geophys. Res. 1995. V. 100. P. 17367.
- 11. Franz T. L., Kelley M. C., Gurevich A. V. // Radio Sci. 1999. V. 34, No. 2. P. 465.
- 12. Gurevich A. V., Carlson H. C., Zybin K. P. // Phys. Lett. A. 2001. V. 288. P. 231.
- 13. Gurevich A. V., Milikh G. M. // J. Geophys. Res. 1997. V. 102. P. 389.
- DuBois D. F., Hanssen A., Rose H. A., Russel D. // J. Geophys. Res. 1993. V. 98, No. 17. P. 543.
   Stubbe P. // J. Atmos. Terr. Phys. 1996. V. 58. P. 349.
- 16. Wang J. G., Newman D. L., Goldman M. V. // J. Atmos. Sol. Terr. Phys. 1997. V. 59. P. 2461.
- Gurevich A. V., Dimant Ya. S., Milikh G. M., Vaskov V. V. // J. Atmos. Terr. Phys. 1985. V. 47. P. 1057.
- 18. Силин В. П. // ЖЭТФ. 1965. Т. 48. С. 1679.
- 19. DuBois D. F., Goldman M. V. // Phys. Rev. Lett. 1965. V. 14. P. 544.
- 20. Gurevich A. V. Nonlinear phenomena in the ionosphere. New York: Springer-Veralag, 1978.
- Cheung P. Y., Sulzer M. D., DuBois D., Russell D. A. // Phys. of Plasmas. 2001. V. 8, No. 3. P. 802.

- DuBois D. F., Russell D. A., Cheung P. Y., Sulzer M. P. // Phys. of Plasmas. 2001. V. 8, No. 3. P. 791.
- 23. Gurevich A. V., Lukyanov A. V., Zybin K. P. // Phys. Lett. A. 1996. V. 211. P. 363.
- 24. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.
- 25. Djuth F. T., Thide B., Ierkic H. M., Sulzer M. P. // Geophys. Res. Lett. 1987. V. 14, No. 9. P. 953.
- 26. Duncan L. M., Sheerin J. P., Bhenke R. A. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 239.
- 27. Bernhardt P. A., Tepley C. A., Duncan L. M. // J. Geophys. Res. A. 1989. V. 94, No. 7. P. 9071.
- 28. Gurevich A. V., Fremouw E., Secan J., Zybin K. P. // Phys. Lett. A. 2002. V. 301. P. 307.
- 29. Carlson H. C., Wickvar V. B., Mantas G. P. // J. Atmos. Terr. Phys. 1982. V. 44. P. 1089.
- Гуревич А. В., Карлсон Х. С., Медведев Ю. В., Зыбин К. П. // Физика плазмы. 2004. Т. 30, № 12. С. 1071
- 31. Torr M. R., Torr D. G. // Rev. Geophys. 1982. V. 20. P. 91.
- 32. Berrington K. A., Burke P. G. // Planet. Space. Sci. 1981. V. 29. P. 377.
- 33. Mantas G. P., Carlson H. C. // Geophys. Res. Lett. 1991. V. 18. P. 159.
- 34. Mishin E., Carlson H. C., Hagfors T. // Geophys. Res. Lett. 2000. V. 27. P. 2857.
- 35. Pedersen T. R., Carlson H. C. // Radio Sci. 2001. V. 36. P. 609.
- 36. Bernhardt P. A., Duncan L. M., Tepley C. A., et al. // Adv. Space Res. 1988. V. 8. P. 271.
- 37. Bernhardt P. A., Wong M., Huba J. D., et al. // J. Geophys. Res. A. 2000. V. 105, No. 5. P. 10657.
- 38. Gurevich A. V., Carlson H. C., Milikh G. M., et al. // Geophys. Res. Lett. 2000. V. 27. P. 2462.

Поступила в редакцию 16 июня 2005 г.; принята в печать 13 октября 2005 г.

#### THE MAGNETIC-ZENITH EFFECT

A. V Gurevich, K. P. Zybin, and H. C. Carlson

We develop a theory of the effect of magnetic zenit observed upon the ionosphere modification by powerful HF radiation. The dependences of this effect on main parameters, such as the magnetic-field inclination, pump-wave frequency and power, and angular width of HF beam, are obtained. The optimal angle of pump-wave beam elevation is predicted. УДК 550.383

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИСКУССТВЕННЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИГНАЛОВ В ДИАПАЗОНЕ 0,6÷4,2 Гц

Е. Н. Ермакова <sup>1</sup>, Д. С. Котик <sup>1</sup>, Л. А. Собчаков <sup>2</sup>, С. В. Поляков <sup>1</sup>, А. В. Васильев <sup>2</sup>, Т. Бёзингер <sup>3</sup>

<sup>1</sup> Научно-исследовательский радиофизический институт, г. Нижний Новгород, Россия; <sup>2</sup> Российский институт мощного радиостроения, г. Санкт-Петербург, Россия; <sup>3</sup> Университет Оулу, Финляндия

Приведены результаты экспериментов по исследованию характеристик УНЧ-КНЧ сигналов, генерируемых Кольской наземной установкой. Регистрация сигнала осуществлялась на разном расстоянии от источника. Построены зависимости амплитуды и поляризационных параметров сигнала от расстояния и направления на источник, позволяющие определить эффективность использования данной установки при приёме сигнала в пунктах с различными географическими координатами и при разном уровне фонового низкочастотного шума. Обнаружено, что характеристики сигнала чувствительны к изменению параметров ионосферных слоёв и несут информацию о неоднородной структуре земной коры под источником.

# ВВЕДЕНИЕ

Первые результаты экспериментов по приёму сигнала, генерируемого установкой на Кольском полуострове, в диапазоне частот  $0,3 \div 12$  Гц на расстояниях 800 и 1500 км изложены в работе [1]. Согласно [1] характеристики искусственных сигналов в диапазоне крайне низких частот ( $0,3 \div 30$  Гц) могут быть использованы для исследования околоземной среды. Одновременно с этим большая глубина проникновения КНЧ полей в естественные проводящие среды позволяет применять их для развития методов глубинного зондирования. Учитывая береговое расположение экспериментальной установки, особо следует подчеркнуть возможность её применения для электромагнитного зондирования на континентальном шельфе северных морей.

Новая экспериментальная кампания с использованием Кольской установки была проведена в 2001 году. Целью кампании было исследование пространственных и амплитудно-частотных зависимостей искусственного сигнала и его поляризационных свойств в различных геофизических условиях. Для более детального исследования распределения электромагнитного поля на различном расстоянии от источника были привлечены данные финской магнитометрической сети. Предварительные результаты обработки данных эксперимента 2001 года докладывались на ряде всероссийских и международных конференций [2–8] и изложены в препринте [9]. Ниже представлены результаты обработки данных по магнитным полям УНЧ сигналов, зарегистрированных в ходе последней кампании на финской сети магнитометров, проведено сопоставление с теоретическими расчётами и дана физическая интерпретация результатов эксперимента.

## 1. ТЕХНИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Передающая установка состояла из генератора УНЧ-КНЧ диапазона (0,1÷15 Гц) с мощностью 50 кВт, согласующего устройства, антенны и контрольно-измерительного комплекса. В качестве антенны использовалась заземлённая линия электропередачи энергосистемы «Колэнерго»

Е. Н. Ермакова, Д. С. Котик, Л. А. Собчаков и др.

с протяжённостью 108 км, ориентированная в направлении восток—запад. Важной особенностью антенны является её расположение на поверхности однородного плохо проводящего блока с удельной проводимостью  $\sigma = 5 \cdot 10^{-5} \div 10^{-4}$  См/м.

Портативный генератор с мощностью 50 кВт выполнен по схеме непосредственного преобразователя трёхфазного напряжения 380 В с частотой 50 Гц в напряжение с частотой 0,1÷15 Гц, подаваемое на вход антенны. Частота излучаемого сигнала задавалась прецизионным генератором ГЗ-110, гарантирующим накопление сигнала в точке приёма в течение интервала времени до 1 000 с. Для согласования генератора с антенной использовалась ёмкость, компенсирующая индуктивную составляющую входного сопротивления антенны и позволяющая при заданной мощности и максимальном допустимом напряжении генератора развивать в антенне ток до 60÷100 А. Интересно отметить, что на частотах ниже 5 Гц согласование с помощью ёкостей уже не требуется. Контрольно-измерительный комплекс использовался для записи токов и напряжений на выходе генератора и их спектрального анализа. Схема подключения генератора УНЧ-КНЧ диапазона к линии электропередачи подробно описана в работе [1].

Ток, создаваемый в антенне, через систему заземления проникает в землю до глубины порядка скин-слоя  $\delta = \sqrt{2/(\omega \sigma \mu_0)}$ , где  $\mu_0$  — магнитная проницаемость свободного пространства,  $\omega$  — рабочая частота. Таким образом, линия электропередачи, заземлители и токи растекания образуют гигантскую рамку, которую можно рассматривать как магнитный диполь, лежащий на поверхности Земли. Магнитный момент такого источника легко рассчитать по формуле

$$M \left[ A \cdot \mathbf{M}^2 \right] = \frac{IL}{\sqrt{2}} \,\delta,\tag{1}$$

где L — длина линии электропередачи, I — амплитуда тока в антенне.

Использованная линия электропередачи проложена в направлении восток—запад, так что соответствующий источнику магнитный момент направлен на север, как это показано на рис. 1. Оценка глубины проникновения тока с частотой f = 30 Гц для условий Кольского полуострова даёт величину порядка 8÷12 км.

Данные с финской цепи магнитометров были использованы для исследования характеристик магнитного поля сигналов и его пространственного распределения в диапазоне 0,6÷4,2 Гц. Гео-



Рис. 1. География эксперимента

графическое расположение станций относительно источника показаны на рис. 1, их координаты приведены в табл. 1.

Эксперимент проводился с 26.09.01 по 03.10.01 по нескольким программам. В частности, использовались четыре фиксированные рабочие частоты (0,6; 1,2; 2,4 и 4,8 Гц) и перестройка по частоте в диапазоне  $0,6 \div 4,2$  Гц с шагом 0,2 Гц (по 10 мин на каждой частоте) и в диапазоне  $1,2 \div 3,0$  Гц с шагом 0,1 Гц (также по 10 мин).

Е. Н. Ермакова, Д. С. Котик, Л. А. Собчаков и др.
Станция		Координаты		Расстояние	$\varphi,$
Пункт	Код	с. ш., град	в. д., град	до антенны, км	град
Kilpisjärvi	KIL	69,0	20,7	547	85,05
Ivalo	IVA	68,6	27,4	286	80,71
Sodankyla	SOD	67,4	26,5	367	60,06
Rovaniemi	ROV	66,6	25,8	477	53,87
Oulu	OUL	65,0	25,5	578	38,26
Nurmijärvi	NUR	60,5	24,7	1 0 3 2	22,23

Таблица 1

Наиболее качественными оказались данные, полученные 27.09.01, 01.10.01 и 02.10.01 в ночных сеансах при работе с перестройкой по частоте в диапазоне  $0.6 \div 4.2$  Гц и 30.09.01 в дневном сеансе при сканировании в диапазоне  $1.2 \div 3.0$  Гц. Здесь и далее даты приведены по универсальному времени (UT). Обработка заключалась в построении спектров сигнала с использованием временной реализации с длительностью 100 с с последующим усреднением на интервале 10 мин. При этом достигалось частотное разрешение порядка 0,01 Гц. При регистрации сигнала измерялись компоненты север—юг и восток—запад. По этим данным строились спектры для двух линейно поляризованно поляризованных ( $H_{\rm c-ю}$  и  $H_{\rm B-3}$ ) и двух циркулярно поляризованных ( $H_{\rm R}$  и  $H_{\rm L}$ ) компонент магнитного поля.

# 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА



Рис. 2. Пример спектрограммы компоненты  $H_{c-\omega}$  сигнала Кольской установки, зарегистрированного 27.09.01 на станции IVA

Сигналы, генерируемые Кольской установкой, были уверенно зарегистрированы практически на всех станциях финской цепи. Для примера на рис. 2 показана спектрограмма, полученная во время сеанса с перестройкой рабочей частоты на одной из ближних станций 27.09.01. Аналогичные спектрограммы получены на всех станциях цепи с тем отличием, что на ближайшей из них отчётливо прослеживается как сам режим работы передатчика на основной частоте, так и гармоники сигнала, связанные с отличием формы генерируемого установкой сигнала от синусоиды.

Отношение сигнал/шум для различных станций изменялось в пределах 9:20 дБ. Превышение сигнала над шумом достаточно большое, и в последующем на графиках мы не будем показывать экспериментальную ошибку, кроме тех случаев, где это будет необходимо. Отметим также, что

на некоторых станциях (таких, как OUL и NUR) отношение сигнал/шум достигало 5 $\div$ 8 дБ ввиду их наибольшей удалённости.

Амплитудно-частотная зависимость линейно поляризованных магнитных компонент сигнала на станциях IVA и NUR для тех же периодов измерений (двух ночных и одного дневного) показана на рис. 3*a*, *б* (все кривые приведены к одному значению тока в антенне — 100 A). Из рис. 3*a* видно, что амплитуда сигнала, зарегистрированного на самой ближней станции, слабо зависит

Е. Н. Ермакова, Д. С. Котик, Л. А. Собчаков и др.



Рис. 3. Зависимости амплитуды линейно поляризованных компонент сигнала от частоты, полученные на станциях IVA (*a*) и NUR (*б*; кривые получены методом линейной интерполяции) в течение трёх сеансов с перестройкой частоты



Рис. 4. Зависимости отношения циркулярно поляризованных магнитных компонент сигнала (a) и шума (b) от частоты, зарегистрированные на станции SOD в течение трёх сеансов с перестройкой частоты

от частоты.

Обнаружено также изменение приведённой амплитуды одной из компонент сигнала, зарегистрированного 27.09.01, на 13:15% по сравнению с амплитудами, зарегистрированными 30.09.01 и 01.10.01. Из рис. 36 видно, что для самой удалённой станции (NUR) меняется не только амплитуда линейно поляризованной компоненты сигнала, но и вид амплитудно-частотных характеристик: аномальный рост амплитуды линейно поляризованной компоненты магнитного поля обнаружен 27.09.01.

Для выявления возможного влияния ионосферы на параметры принимаемого сигнала и исследования его поляризации на различных расстояниях от передатчика была построена и проанализирована частотная зависимость отношения компонент круговой  $(H_{\rm R}/H_{\rm L})$  и линейной  $(H_{\rm c-io}/H_{\rm B-3})$  поляризаций.

На рис. 4*a*, *б* приведены зависимости отношения циркулярно поляризованных магнитных компонент искусственного сигнала и фонового шума за 27.09.01, 01.10.01 и 02.10.01 для станции SOD. Как видно из приведённых кривых, параметр  $H_{\rm R}/H_{\rm L}$  для УНЧ сигнала отличен от единицы

Е. Н. Ермакова, Д. С. Котик, Л. А. Собчаков и др.



Рис. 5. Зависимости отношения циркулярно поляризованных магнитных компонент сигнала (a; кривые получены методом линейной интерполяции) и шума (b) от частоты, зарегистрированные на станции NUR в течение трёх сеансов с перестройкой частоты



Рис. 6. Зависимости отношения линейно поляризованных магнитных компонент сигнала от частоты, зарегистрированные на станциях IVA (*a*) и ROV (*б*) в течение четырёх сеансов с перестройкой частоты

практически во всём рабочем диапазоне частот, что означает преобладание правой или левой поляризации (или эллиптичность поляризации) регистрируемого сигнала. Частотные зависимости параметра  $H_{\rm R}/H_{\rm L}$  для различных периодов наблюдений практически не меняются. Отношение  $H_{\rm R}/H_{\rm L}$  для фонового шума порядка единицы и также слабо зависит от времени регистрации.

На рис. 5*a*, *б* изображены те же зависимости для более удалённой от источника станции NUR. Обнаружено, что поляризация магнитного шума сильно зависит от времени наблюдения: при измерениях 01.10.01 и 02.10.01 фоновый шум практически не поляризован на частотах выше 1 Гц ( $H_{\rm R}/H_{\rm L} \sim 1$ , см. рис. 5*б*), в сеансе 27.09.01 параметр  $H_{\rm R}/H_{\rm L} \neq 1$  и сильно зависит от частоты. Сравнение частотных зависимостей отношения циркулярно поляризованных магнитных компонент шума с аналогичными зависимостями для УНЧ сигнала показывает, что существует корреляция изменений поведения этих кривых для фонового шума и искусственного сигнала в

Е. Н. Ермакова, Д. С. Котик, Л. А. Собчаков и др.

разные периоды наблюдения.

На рис. 6*a*, *б* показаны зависимости от частоты отношения линейно поляризованных компонент  $H_{c-io}/H_{B-3}$  искусственного УНЧ сигнала для разных периодов наблюдений на станциях IVA и ROV.

#### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Поскольку Кольская установка расположена в высоких широтах, необходимо учитывать геомагнитную обстановку во время сеансов работы. Для характеристики возмущённости геомагнитного поля был выбран индекс  $A_p$ , гистограмма которого по данным обсерватории в Тромсё показана на рис. 7*a*. Как видно из этого рисунка, во время ночного и дневного сеансов 27.09.01 и 30.09.01 магнитная возмущённость была мала, а ночные сеансы 01.10.01 и 02.10.01 проводились в условиях средней, но продолжительной возмущённости.

Для лучшего понимания состояния нижней ионосферы как фактора, наиболее сильно влияющего на характеристики искусственного УНЧ сигнала, были использованы данные ближайшего к передающей установке ионозонда на станции Лопарская за всё время наблюдения, показанные на рис. 76, 6. Отметим, что в ночь 01.10.01 условия в E-слое были близки к условиям 02.10.01.

Из анализа ионосферных данных явно видно, что состояние *E*-слоя в первом сеансе радикально отлично от второго и третьего сеансов. Поскольку последние сеансы проходили при возмущённом состоянии магнитного поля, в результате высыпаний энергичных частиц из магнитосферы были сильно изменены все параметры нижнего слоя ионосферы. Так, если 27.09.01 слою *E* соответствовала достаточно низкая критическая частота (примерно около 1 МГц) и слабый спорадический слой  $E_{\rm s}$  (критическая частота около 2 МГц), то 01.10.01 и 02.10.01 критические частоты слоёв *E* и  $E_{\rm s}$  составляли порядка 5÷6 МГц и практически полностью экранировали верхние слои ионосферы. Кроме того, из анализа данных ионосферного зонда в Тромсё видно, что это был не типичный слой  $E_{\rm s}$ , обычно достаточно тонкий, а мощный, с толщиной порядка 60 км слой, подобный характерному для дневных условий слою *E*.

В соответствии с вышесказанным характеристики сигналов, полученных в ночные часы 01.10.01 и 02.10.01, близки к характеристикам сигналов в дневном сеансе 30.09.01. Это хорошо прослеживается на рис. 3, где показана зависимость линейных компонент УНЧ сигнала от частоты для станций IVA и NUR в течение трёх сеансов работы передатчика.

Сказанное выше хорошо проявляется на поляризационных характеристиках, приведённых на рис. 6*a*, где показано отношение линейно поляризованных компонент сигнала на станции IVA для всех четырёх анализируемых сеансов. Из данного графика видно, что ночной сеанс 27.09.01 заметно отличается от остальных. В то же время дневная зависимость отношения компонент от частоты подобна зависимостям, полученным в ночных возмущённых условиях.

Как известно из измерений фонового шума в УНЧ диапазоне на среднеширотном приёмном пункте «Новая Жизнь» [1], поляризация шума, количественно определяемая как отношение правополяризованной компоненты  $H_{\rm R}$  к левополяризованной  $H_{\rm L}$ , является индикатором состояния ионосферы над пунктом наблюдения ( $H_{\rm R} = (H_{\rm c-ю} + iH_{\rm B-3})/\sqrt{2}$ ,  $H_{\rm L} = (H_{\rm c-ю} - iH_{\rm B-3})/\sqrt{2}$ ). При  $H_{\rm R}/H_{\rm L} > 1$  наблюдается резонансная структура спектра на частотах ниже первого шумановского резонанса (около 7 Гц), что объясняется влиянием локальных гиротропных свойств ионосферы на низкочастотное шумовое поле.

Анализируя зависимости отношения  $H_{\rm R}/H_{\rm L}$  для станции SOD, приведённые на рис. 4 (аналогичные кривые получены и на других, более северных станциях), можно сделать вывод, что анизотропия ионосферы практически не влияла на параметры УНЧ сигнала на станциях, удалённых от источника на малые и средние расстояния (меньше 400 км). Наблюдаемая эллиптичность поляризации сигнала (в то время как шум остаётся практически неполяризованным) скорее всего,



Рис. 7. Геофизическая обстановка в районе передающего комплекса за всё время эксперимента (время анализируемых сеансов отмечено чёрными отрезками на рис. 76: индекс  $A_{\rm p}$  (a), действующие высоты (б) и критические частоты слоёв E,  $E_{\rm s}$  и  $F_2$  (b) по данным [10]. Кружками на ионосферных данных выделена информация по экранирующему аномальному слою  $E_{\rm s}$ 

связана с влиянием анизотропии подстилающей поверхности под антенной на магнитный момент источника.

Иная, более сложная картина наблюдается для дальней, самой южной станции NUR (рис. 5a,  $\delta$ ). Для этого пункта шум в возмущённые периоды 01.10.01 и 02.10.01 остаётся практически неполяризованным (за исключением частот ниже 1 Гц), в то время как ночью 27.09.01 шум достаточно сильно поляризован и проявляет явную зависимость степени поляризации от частоты (рис.  $5\delta$ ). Поляризация сигнала той же ночью 27.09.01 (рис. 5a) также сильно отличается от поляризации сигнала на ближних станциях, а её зависимость от частоты близка по характеру к соответствующей зависимости для шума. Эта кривая также радикально отличается от зависимости отношения циркулярно поляризованных магнитных компонент сигнала в возмущённых условиях 01.10.01.

Отметим также аномальное поведение (рост с частотой) амплитуды линейно поляризованных компонент магнитного поля на станции NUR 27.09.01 в отличие от зависимостей, полученных

Е. Н. Ермакова, Д. С. Котик, Л. А. Собчаков и др.

30.09.01 и 01.10.01 (см. рис. 36). Такое поведение характеристик сигнала и шума на станции NUR явно свидетельствует о влиянии неоднородной и анизотропной структуры ионосферы как в точке приёма, так и на трассе распространения ввиду наиболее южного и удалённого положения данной станции.

Следует подчеркнуть ещё одну характерную черту полученных данных: на всех станциях особенности в спектрах искусственного сигнала (квазирезонансная структура [11]), связанные с влиянием ионосферного альвеновского резонатора, не наблюдались. Резонансные особенности в спектрах фонового шума за те же периоды наблюдений также не были обнаружены, что связано с максимумом солнечной активности в период проведения экспериментов [12].

Таким образом, из приведённых выше экспериментальных данных явно следует заметное влияние ионосферных и геофизических условий на характеристики искусственного УНЧ сигнала на поверхности Земли.

Рассмотрим теперь ряд аспектов распространения УНЧ сигнала в волноводе Земля—ионосфера от источника в виде магнитного диполя, расположенного на границе проводящего полупространства.

Для расчёта магнитного поля горизонтального диполя воспользуемся результатами работы [13], продифференцировав полученные там выражения для вектор-потенциала и получив явные выражения для компонент магнитного поля  $H_{\rho}$  и  $H_{\varphi}$  (вдоль и поперёк радиус-вектора к точке наблюдения соответственно) на поверхности Земли:

$$H_{\varphi} = \frac{iM\sin\varphi}{2\pi\rho^2 h} \left[ 1 - \frac{i\beta}{k_0 h} \right]^{-1},\tag{2}$$

$$H_{\rho} = \frac{iM\cos\varphi}{2\pi\rho^2 h} \left[1 - \frac{i\beta}{k_0 h}\right]^{-1},\tag{3}$$

где  $\beta = (Z_{yx} - Z_{xy})/(2Z_0)$ , магнитный момент источника M даётся формулой (1), h — высота нижней границы ионосферы,  $\rho$  — расстояние до источника,  $k_0 = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  — длина волны излучения,  $Z_{yx}$  и  $Z_{xy}$  — компоненты матрицы поверхностного импеданса неоднородной анизотропной ионосферы,  $Z_0 = 120\pi$  Ом — импеданс свободного пространства, угол  $\varphi$  определён на рис. 1; для однородной анизотропной ионосферы  $\beta$  определяется формулой:  $\beta = 1/n_1 + 1/n_2$ , где  $n_1$  и  $n_2$  показатели преломления нормальных волн. Формулы (2), (3) получены в импедансном приближении для модели ионосферы с вертикальным магнитным полем при выполнении неравенств  $k_{\rho 0} \ll 1, \rho > h$ .

Приведённые выше формулы мы используем для оценки амплитуды магнитного поля на финской сети станций. Покажем, что импедансное приближение выполнялось для всех станций 01.10.01 и 02.10.01. В условиях ночных сеансов 01.10.01 и 02.10.01 (когда наблюдался мощный слой  $E_{\rm s}$  с критической частотой  $\omega_{0\rm e} \sim 6 {\rm M}$ Гц) выполнялись соотношения  $|n_1| \sim |n_2| \sim 3.5 \cdot 10^3$ . Расчёт показателя преломления проводился для частоты  $f = \omega/(2\pi) = 2$  Гц по формуле

$$n_1 = \sqrt{+g}, \qquad n_2 = \sqrt{-g},$$

где  $g = \omega_{0e}^2/(\omega_{He}\omega)$ ,  $\omega_{He}$  — гирочастота электронов. Величина  $\lambda/(2\pi)$  при такой концентрации электронов в слое  $E_{\rm s}$  становится сравнимой или меньше масштаба изменения ионосферных параметров на высотах  $60 \div 80$  км, и модель ионосферы с резкой границей неприменима. Условие выполнимости импедансного приближения в этом случае выглядит следующим образом:  $\rho/(2L) \gg 1$  [14], где L — характерный масштаб изменения параметров среды, определяемый по данным ионозондовых измерений. Параметр L, фактически, играет роль длины волны. В нашем случае  $L \sim 7 \div 10$  км, и условие  $\rho/(2L) \gg 1$  выполняется для всех приёмных пунктов.

Е. Н. Ермакова, Д. С. Котик, Л. А. Собчаков и др. 795



Рис. 8. Экспериментальная и расчётная зависимости модуля магнитного поля сигнала от расстояния до источника



Рис. 9. Экспериментальная и расчётная зависимости отношения линейно поляризованных магнитных компонент сигнала от направления на источник



Рис. 10. Экспериментальные и теоретические зависимости модуля УНЧ сигнала от частоты для станций IVA (*a*,  $\rho = 286$  км) и ROV (*б*,  $\rho = 477$  км)

Расчёты по формулам (1)–(3) дают зависимость модуля поля, обратно пропорциональную квадрату расстояния от источника, что хорошо согласуется с результатами эксперимента (см. рис. 8). При расчёте теоретической зависимости модуля поля от расстояния приняли эффективную удельную проводимость подстилающего пространства  $\sigma = 10^{-3}$  См/м, что существенно выше эффективной проводимости по измерениям в СНЧ диапазоне (30÷300 Гц). Экспериментальная зависимость отношения линейно поляризованных магнитных компонент сигнала от направления на источник в целом согласуется с теоретической кривой, хотя и проявляет явную асимметричность (см. рис. 9).

В то же время отметим, что линейно поляризованные магнитные компоненты сигнала на ближних станциях (см. рис. 3*a*) слабо зависят от частоты, а при определённых направлениях на источник могут даже расти с частотой (станция ROV). На рис. 10*a*, *б* представлены теоретические

Е. Н. Ермакова, Д. С. Котик, Л. А. Собчаков и др.

2005

и экспериментальные зависимости модуля магнитного поля сигнала от частоты для двух станций (IVA и ROV). Видно сильное отличие эксперимента от теории. На рис. 10 теоретические кривые, полученные на основании формул (1)–(3), дают зависимость, обратно пропорциональную корню из частоты в предположении однородности полупространства под антенной установки до очень больших глубин.

Для согласования теории с экспериментом необходимо сделать совсем другое предположение относительно строения земной коры под источником, а именно предположить, что токи растекания на частотах ниже 5 Гц встречают на глубинах более 10 км слой с высокой проводимостью, это ограничивает магнитный момент источника, и он не возрастает с уменьшением частоты пропорционально толщине скин-слоя. Кроме того, на одном выделенном направлении (в приёмном пункте ROV) мы видим рост амплитуды сигнала с частотой, что может быть объяснено анизотронией проводящих слоёв под источником. Это подтверждает и эллиптичность (степень эллиптичности колеблется в пределах  $10 \div 30$ %) когерентного УНЧ поля, обнаруженная практически на всех станциях. Асимметричность зависимости отношения линейно поляризованных магнитных компонент сигнала от направления на источник также свидетельствует о наличии анизотропии земной коры под источником. При расчёте теоретической зависимости от угла  $\varphi$  предполагалось, что магнитный момент диполя направлен строго на север, в то время как анизотропия слоёв под источника.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из приведённых выше экспериментальных данных с очевидностью следуют два важных вывода:

 сравнительный анализ измеренных и расчётных характеристик УНЧ сигнала позволил обнаружить сильно неоднородную структуру земной коры под источником (наличие проводящих и, возможно, анизотропных слоёв на глубинах более 8÷10 км);

2) выявлено сильное различие поведения частотных зависимостей амплитуды и поляризации искусственного сигнала в возмущённые (при наличии мощного слоя  $E_{\rm s}$ ) и невозмущённые ночные периоды наблюдений. Подобная система, состоящая из УНЧ передающего устройства и сети приёмных пунктов, расположенных на различных расстояниях от источника, может служить диагностическим средством ионосферной плазмы. Теоретические расчёты, выполненные по формулам (2) и (3), позволяют проанализировать характеристики УНЧ сигнала при заданных параметрах ионосферных слоёв. Однако небольшое удаление ряда приёмных станций от передатчика (250÷350 км) ограничивает применимость использованной теоретической модели (импедансное приближение) и требует решения более сложной задачи расчёта УНЧ полей в полости Земля—ионофера в неимпедансной постановке.

По данным эксперимента оценена эффективная удельная проводимость проводящего блока под антенной установки, равная примерно  $10^{-3}$  См/м, а также пространственные и угловые распределения параметров сигнала, позволяющие определить эффективность использования УНЧ установки в пунктах с различными географическими координатами и при различных геофизических условиях.

Следует признать, что принятая модель источника в виде магнитного диполя над проводящим полупространством достаточно хорошо описывает свойства сигнала лишь на частотах выше 5÷10 Гц. На более низких частотах данная модель становится неадекватной и, кроме зависимости амплитуды от расстояния, не позволяет объяснить наблюдаемые в эксперименте реальные свойства сигнала, от оценки амплитуды до спектральных и поляризационных характеристик.

Е. Н. Ермакова, Д. С. Котик, Л. А. Собчаков и др.

Это связано как с нарушением импедансных условий на верхней границе волновода, так и с необходимостью учёта сложной структуры земной коры под антенной, требующей новой модели источника.

Проведённый анализ данных кампании 2001 года позволяет дать несколько практических рекомендаций при проведении экспериментов с когерентным источником.

Во-первых, желательно увеличить верхнюю границу исследуемого интервала частот до 15÷ ÷20 Гц и увеличить время работы на одной частоте. Это позволит более детально исследовать амплитудно-частотные зависимости и получить новые данные о глубинной структуре земной коры непосредственно под антенной.

Во-вторых, необходимо расширить временные рамки эксперимента с целью охвата более разнообразных геофизических условий, что позволит получить новые данные по зависимости характеристик искусственного УНЧ сигнала от ионосферных условий.

Ещё одна перспектива использования контролируемого источника связана со следующим обстоятельством. Высоким широтам, на которых расположен Кольский УНЧ источник, соответствуют значения параметра Мак-Ильвейна 5,5÷6,5, и соответствующий этим значениям диапазон гирочастот протонов в вершине силовой линии геомагнитного поля лежит как раз в области рабочих частот передатчика (1÷4 Гц). Поэтому представляет интерес постановка специального эксперимента по исследованию возможности инжектирования искусственного УНЧ сигнала в магнитосферу. Подобный эксперимент, естественно, требует как иных режимов работы передатчика, так и несколько иного подхода к самим измерениям и обработке данных. Крайне желательно также провести новую экспериментальную кампанию совместно со спутниковыми измерениями. Для этих целей, например, можно использовать функционирующий в настоящее время французский спутник DEMETER [15].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04–02–17333) и Минвуза (грант № E02–8.0–33).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Беляев П. П., Поляков С. В., Ермакова Е. Н. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2002. Т. 45, № 2. С. 1512.
- 2. Собчаков Л. А., Васильев А. В., Астахова Н. Д. и др. // Тезисы докл. региональной VII конф. по распространению радиоволн. Санкт-Петербург, 2001. С. 10.
- Поляков С. В., Шлюгаев Ю. В., Котик Д. С. и др. // Труды XX Всерос. конф. по распространению радиоволн. Нижний Новгород, 2002. С. 267.
- 4. Собчаков Л. А., Поляков С. В., Астахова Н. Л. // Труды XX Всерос. конф. по распространению радиоволн. Нижний Новгород, 2002. С. 263.
- Polyakov S. V., Sobchakov L. A., Kotik D. S., et al. // Space Operation 2002 Conf., Houston, Texas, USA: Book of Abstracts. P. 323.
- 6. Терещенко Е. Д., Поляков С. В., Собчаков Л. А. и др. // Региональная VIII конф. по распространению радиоволн. С.-Петербург, 2002. С. 12.
- Ermakova E. N., Sobchakov L. A., Bosinger T., et al. // EGU 1st General Assembly, Nice, France, 2004. Abstract No. EGU04-A-04762.
- Ermakova E. N., Polyakov S. V., Belova N. I., et al. // VI Int. Suzdal URSI Symposium ISS-4, Moscow 2004: Book of Abstracts. P. 65.
- 9. Ермакова Е. Н., Поляков С. В., Белова Н. И. и др. Пространственное распределение поляризации магнитного поля в УНЧ диапазоне от контролируемого излучателя по измерениям на финской цепочке магнитометров: Препринт № 481 НИРФИ. Нижний Новгород, 2003. 17 с.

Е. Н. Ермакова, Д. С. Котик, Л. А. Собчаков и др.

- 10. http://spidr.ngdc.noaa.gov.
- Беляев П. П., Поляков С. В., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32. С. 663.
- Belyaev P. P., Polyakov S. V., Ermakova E. N., Isaev S. V. // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. 2000. V. 62, No. 4. P. 239.
- Собчаков Л. А., Поляков С. В., Астахова Н. Л. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 12. С. 1 503.
- 14. Котик Д. С., Поляков С. В., Рапопорт В. О., Тамойкин В. В. // Влияние мощного радиоизлучения на ионосферу. Апатиты: АН СССР, 1979. С. 114.
- 15. http://demeter.cnrs-orleans.fr.

Поступила в редакцию 27 декабря 2004 г.; принята в печать 17 октября 2005 г.

# EXPERIMENTAL STUDIES OF PROPAGATION OF ARTIFICIAL ELECTROMAGNETIC SIGNALS IN THE RANGE 0.6–4.2 Hz

E. N. Ermakova, D. S. Kotik, L. A. Sobchakov, S. V. Polyakov, A. V. Vasil'yev, and T. Bözinger

We show experimental results of the study of characteristics of the ULF-ELF signals generated by the Kola ground set. Signals were recorded at different distances from the source. The signal amplitude and polarization parameters are constructed as functions of the distance and direction to the source, which allows us to determine the efficiency of using this set for receiving signals at points with different geographical coordinates and for different levels of background low-frequency noise. It is found that the signal characteristics are sensitive to variation of parameters of ionospheric layers and bear information on the inhomogeneous structure of the Earth crust under the source.

800

#### УДК 533.951

# КОРОТКОВОЛНОВОЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ МОЛНИИ

А. Н. Караштин<sup>1</sup>, Ю. В. Шлюгаев<sup>1</sup>, А. В. Гуревич<sup>2</sup>

 $^1$ Научно-исследовательский радиофизический институт, г. Нижний Новгород;  $^2$ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, г. Москва, Россия

С помощью специально созданной системы регистрации коротких электромагнитных импульсов исследовано коротковолновое (0,1÷30 МГц) радиоизлучение молниевых разрядов. Показано, что излучение представляет собой последовательность коротких импульсов. Форма, ширина и амплитуда первого (биполярного) импульса согласуются с предсказываемыми теорией при учёте совместного действия эффекта пробоя на убегающих электронах и широкого атмосферного ливня для энергии первичной частицы порядка 10<sup>16</sup> эВ.

# **ВВЕДЕНИЕ**

В течение последних десятилетий радиоизлучение молний в различных диапазонах частот интенсивно изучалось [1–6] (см. также монографии [7, 8]). Были исследованы особенности радиоизлучения на различных стадиях молниевого разряда, таких, как ступенчатый лидер, возвратный удар и др., а также его общие свойства. Вместе с тем коротковолновое излучение в широкой полосе частот изучено недостаточно. Первые результаты измерений с высоким временным разрешением были опубликованы в работе [9], где приведены данные наблюдений 50 молниевых разрядов, зарегистрированных в течение одной грозы.

Настоящая работа посвящена более широкому изучению коротковолнового радиоизлучения молний и основана на наблюдениях приблизительно 30 гроз, в которых было зарегистрировано более 3 000 молниевых разрядов. Наибольшее внимание уделялось начальной стадии излучения молнии, что было обусловлено развитием теории генерации радиоизлучения высокоэнергичными космическими частицами в грозовых условиях [10]. Это излучение должно лежать в коротковолнового начальной стадию пробоя на убегающих электронах и широкого атмосферного ливня, порождённого космической частицей.

Пробой на убегающих электронах является новым физическим механизмом лавинообразного нарастания числа энергичных электронов в газе под действием электрического поля [11]. Пороговое поле пробоя на убегающих электронах оказывается примерно на порядок меньше, чем у обычного пробоя. При полях, превышающих пороговое, электроны с энергией  $\varepsilon > \varepsilon_c \approx 0,1 \div$  $\div 1$  МэВ могут стать «убегающими», т. е. эффективно ускоряться электрическим полем. Из-за столкновений с молекулами газа они могут порождать не только большое количество медленных тепловых электронов, но и новые быстрые электроны с энергиями  $\varepsilon > \varepsilon_c$ . Процесс ускорения и столкновений ведёт к лавинообразному нарастанию как убегающих, так и тепловых электронов. Кинетическая теория пробоя на убегающих электронах развита в [12, 13].

В атмосфере пороговое поле пробоя на убегающих электронах составляет

$$E_{\rm c}[\kappa {\rm B/M}] \approx 200 \, \frac{N_m(z)}{N_m(0)} \,. \tag{1}$$

Здесь  $N_{\rm m}(z)$  — концентрация нейтральных молекул на высоте z,  $N_{\rm m}(0) = 2.7 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup> — их концентрация на уровне моря. Пороговое поле уменьшается с высотой из-за экспоненциального

уменьшения  $N_{\rm m}(z)$  и на высотах грозовых облаков  $z \approx 4 \div 6$  км составляет 100÷150 кВ/м. Именно такие электрические поля наблюдаются во время гроз [8, 14].

При полях, превышающих пороговое (1), каждая достаточно энергичная частица (с энергией  $\varepsilon > \varepsilon_c$ ) вызывает микропробой, приводя к интенсивной ионизации воздуха. Широкий атмосферный ливень, возбуждаемый высокоэнергичной космической частицей, характеризуется значительным локальным ростом числа вторичных энергичных частиц. В [15] показано, что ионизация атмосферы широким атмосферным ливнем в условиях пробоя на убегающих электронах достаточна для создания локальной высокопроводящей плазмы и может инициировать лидер молнии. Тот же процесс приводит к возникновению сильного локального импульса электрического тока, который может генерировать интенсивный субмикросекундный биполярный импульс радиоизлучения [10].

#### 1. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Измерения радиоизлучения молниевых разрядов проводились с помощью специально созданной системы регистрации коротких электромагнитных импульсов в диапазоне частот 0,1÷30 МГц и определения направления на источник таких импульсов. Система состоит из трёх антенных блоков, которые могут быть разнесены в пространстве на расстояние до 50 метров (длина соединительных кабелей) от приёмного устройства. При этом направление на источник радиоизлучения может определяться корреляционным методом при достаточно высоком временном разрешении регистрирующего устройства.

Каждый антенный блок состоит из трёх отдельных антенн — двух взаимно-перпендикулярных рамочных для измерения горизонтальной компоненты магнитного поля и одной штыревой для измерения вертикальной компоненты электрического поля. Все три антенны являются активными и имеют в своём составе транзисторные усилители. Это позволило существенно уменьшить габариты и добиться равномерных амплитудно-частотных характеристик всех антенн в указанном диапазоне частот.

Магнитная антенна представляет собой экранированную прямоугольную рамку, расположенную в вертикальной плоскости. Экранировка рамки и предварительного усилителя необходима для того, чтобы антенна регистрировала только магнитную составляющую поля, иначе её диаграмма направленности станет несимметричной и зависящей от частоты сигнала. Для выравнивания частотной характеристики рамка подключена к входу усилителя через повышающий трансформатор на длинных линиях, играющий роль трансформатора тока.

В качестве электрической антенны используется штырь малой электрической длины, нагруженный на согласующий усилитель. Расширение частотного диапазона антенны достигается за счёт того, что как штырь, так и согласующий усилитель имеют в указанном диапазоне частот преимущественно ёмкостный импеданс. Благодаря этому соединение антенна—усилитель представляет собой частотно-независимый делитель, коэффициент передачи которого определяется отношением ёмкости антенны и входной ёмкости усилителя. Для повышения коэффициента передачи ёмкость антенны увеличена с помощью дисковой насадки на конце штыря, что приводит также к уменьшению нижней граничной частоты рабочего диапазона антенны. Для защиты усилителя от пробоя, на входе установлен высоковольтный проходной конденсатор, газонаполненный разрядник и защитная цепочка из двух встречно-параллельных полупроводниковых диодов.

Выходы всех трёх антенных усилителей каждого антенного блока по коаксиальным кабелям одинаковой длины (в данной реализации — 60 м) подаются на центральный блок, где выбираются наиболее подходящие в конкретных условиях приёмные элементы (антенны). Питание на антенные блоки подаётся с центрального блока по отдельным кабелям.

С выходов антенн сигналы поступают на 4-канальное радиоприёмное устройство, реализованное на базе персонального компьютера с использованием двух двухканальных плат аналогоцифрового преобразования, имеющих максимальную частоту дискретизации 60 МГц и встроенную память 256 МБ на каждой плате. Сигналы на входы аналого-цифрового преобразователя (АЦП) поступают с центрального блока, представляющего собой устройство для предварительной аналоговой обработки сигналов, которые поступают с антенных блоков, а также обеспечивающего коммутацию и выбор используемых в измерениях приёмных элементов. Целью предварительной обработки является приведение динамического диапазона принимаемых сигналов в соответствие с разрядной сеткой АЦП для исключения потерь информации. Кроме того, проводится аналоговая фильтрация как низких, так и высоких частот за пределами частотного диапазона системы для уменьшения влияния низкочастотных помех и согласования с частотой дискретизации.

Высокое временно́е разрешение обуславливает большую скорость накопления данных, превышающую возможности шины персонального компьютера. Это приводит к необходимости импульсного режима работы, состоящего из быстрой записи отсчётов в буферную память АЦП и более медленного переписывания этих данных на жёсткий диск. Буферная память АЦП позволяет записывать сеансы длительностью до 1 с при максимальной частоте дискретизации (60 МГц).

При работе системы оцифровка данных происходит непрерывно с записью в кольцевой буфер, организованный в памяти АЦП, до поступления сигнала запуска, которым может являться как внешний импульс, так и сигнал, формируемый самой платой аналого-цифрового преобразования при превышении входным сигналом в одном из каналов заданного уровня. По поступлении сигнала запуска оцифровка входных сигналов продолжается в течение времени, заданного размерами кольцевого буфера и предыстории (объёмом сохраняемых данных до прихода сигнала запуска), после чего всё содержимое буфера переписывается сначала в память, а затем на жёсткий диск компьютера.

Вся система подключена к источнику бесперебойного питания, время автономной работы которого увеличено до нескольких часов путём замены штатного аккумулятора на аккумулятор бо́льшей ёмкости.

Таблина 1

	,
Диапазон частот	0,1÷30 МГц
Усиление	5÷40 дБ (дискрет 5 дБ)
Число каналов записи	$1\div 4$
Разрядность АЦП	14
Максимальная частота оцифровки	60 МГц
Максимальная длительность записи	1 c
Режим запуска	внутренний/внешний
Режим работы	с предысторией

Основные характеристики системы приведены в табл. 1.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Экспериментальные исследования коротковолнового радиоизлучения молниевых разрядов проводились летом 2004 года на стенде «Сура» Научно-исследовательского радиофизического института, расположенном недалеко от р/п Васильсурск примерно в 120 км к востоку от г. Нижний Новгород. Описанная в предыдущем разделе установка (см. рис. 1) работала в режиме внут-

А. Н. Караштин, Ю. В. Шлюгаев, А. В. Гуревич

реннего запуска с длительностью записи от 0,1 до 0,5 с и предысторией от 30 до 400 мс. Частота дискретизации составляла 60 МГц. В разные периоды наблюдений приём осуществлялся с использованием как электрических, так и магнитных антенн. За время наблюдений с июня по август 2004 года зарегистрировано радиоизлучение 3 282 молниевых разрядов во время 29 гроз (см. табл. 2), причём начальная стадия излучения наблюдалась более чем в 65% случаев.

В ходе экспериментов особое внимание уделялось начальной стадии инициации молнии. Однако не для всех молний начальная стадия была зарегистрирована, поскольку установка работала в автоматическом режиме и порог запуска был выбран довольно высоким, чтобы исключить ложные срабатывания от интенсивных помех (при выбранном пороге наблюдалось в среднем около 10 ложных срабатываний в сутки). При этом (в основном для удалённых молний и при коротких записях) запуск регистрации мог инициироваться не начальным импульсами, генерируемыми при её развитии, за пределами заданной предыстории.

Типичный пример регистрации коротковолнового радиоизлучения молнии показан на рис. 2, где приведены данные, полученные в течение одной из гроз 22 июля 2004 года с использованием магнитных антенн. Первый и третий канал соответствуют одному и тому же антенному блоку (взаимно перпендикулярным рамочным антеннам), второй и четвёртый — двум другим антенным блокам (также приведены сигналы с взаимно перпендикулярных антенн). На верхней панели приведена полная запись с длительностью 480 мс. Из неё видно, что излучение молнии возникает внезапно, без каких-либо предвестников,



Рис. 1. Схема размещения установки для регистрации коротких электромагнитных импульсов на стенде «Сура»

и в течение, по крайней мере, 380 мс до его появления радиоизлучение не отличалось от фонового (при данной чувствительности приёмной аппаратуры). На остальных панелях приведены развёртки начальной стадии излучения при различном временно́м масштабе. Видно, что излучение представляет собой случайную последовательность субмикросекундных импульсов, разделённых интервалами в десятки микросекунд. На нижней панели хорошо видна форма первого импульса радиоизлучения и временны́е задержки его прихода на пространственно-разнесённые антенны, что позволяет определить направление на источник излучения.

Коротковолновое радиоизлучение всех молниевых разрядов, у которых регистрировалась начальная стадия, начиналось с очень короткого биполярного импульса общей длительностью 0,2÷ ÷0,3 мкс и длительностью первого пика менее 100 нс (по уровню 0,7 от максимума). Минимальная зарегистрированная длительность первого субимпульса составила порядка 40 нс (по уровню 0,7 от максимума), что соответствует 2÷3 отсчётам при частоте оцифровки 60 МГц и отражает реальную длительность импульса. При наблюдении с использованием электрических антенн с равной вероятностью наблюдалась как положительная, так и отрицательная полярность первого

Пата	Breng (LT)	Зараристрировано	Зарагистрировано	Среднее нисто
Дага	премя (П1),	разранов	Зарегистрировано	ореднее число
08 06 04	Ч.МИН 17.99 19.16	разрядов 01	пачальных стадии 91	разрядов в минуту
08.00.04	17.26-16.10	21	21	0,44
08.06.04	22:14-22:24	23	23	2,30
09.06.04	12:04-12:54	16	13	0,32
09.06.04	14:30-16:29	182	150	1,53
10.06.04	13:16-17:15	435	248	1,82
25.06.04	08:20-09:24	119	118	$1,\!86$
27.06.04	02:11-04:21	262	143	2,02
28.06.04	14:46-15:40	14	14	$0,\!26$
29.06.04	05:40-07:07	22	10	$0,\!25$
29.06.04	13:17-13:44	11	11	$0,\!48$
07.07.04	15:28 - 18:22	276	168	1,59
08.07.04	08:47 - 11:16	182	143	1,22
08.07.04	16:06-18:01	178	148	1,55
08.07.04	20:48-21:59	119	106	$1,\!68$
10.07.04	17:49-18:28	24	13	$0,\!62$
12.07.04	14:13-15:45	183	91	1,99
12.07.04	20:47-21:09	10	7	$0,\!45$
14.07.04	08:44-09:49	53	45	0,82
14.07.04	23:37-23:52	7	7	$0,\!47$
16.07.04	04:01-06:25	466	340	3,24
16.07.04	22:29-23:44	64	62	$0,\!85$
17.07.04	08:25-09:12	51	25	1,09
17.07.04	09:59-11:29	176	84	1,96
17.07.04	18:20-19:53	148	108	1,59
22.07.04	20:35-22:02	140	66	1,61
09.08.04	14:01-15:00	40	17	$0,\!68$
10.08.04	15:21-15:41	30	27	1,50
10.08.04	20:01-20:47	18	1	0,39
10.08.04	21:29-22:06	12	1	0,32
Bcero:		3282	2210	—

#### Таблица 2

импульса, однако в каждой молнии полярность начальных импульсов оставалась одной и той же.

Анализ полученных данных показал, что практически всегда (а не только на начальной стадии) коротковолновое радиоизлучение молнии имеет вид последовательности импульсов, длительность которых, в отличие от начальной стадии, является переменной и может достигать нескольких микросекунд.

Спектральные характеристики радиоизлучения молний приведены на рис. 3. На рис. 3*a* приведён спектр интенсивности фонового излучения в отсутствие грозы в то же время суток (вечер), что и характерные спектры излучения молний, приведённые на рис. 3*b* и *b*. На рис. 3*a* хорошо видны повышения интенсивности (на 3–4 порядка над фоном), обусловленные работой радиовещательных станций в диапазонах 49; 41; 31; 25; 19 и 16 м (частоты приблизительно 6; 7; 10; 12; 15 и 18 МГц). Сигналы этих радиостанций видны и на рис. 3*b*-*c*. Спектры излучения молние-



Рис. 2. Коротковолновое радиоизлучение молниевого разряда 22 июля 2004 года в 21:00:32, зарегистрированное с помощью магнитных антенн: каналы 1 и 3 соответствуют сигналу с магнитных антенн одного антенного блока, 2 и 4 — с двух других антенных блоков



Рис. 3. Спектр интенсивности фонового излучения при отсутствии грозы (*a*), характерные спектры радиоизлучения молниевых разрядов, полученные во время событий 22 июля 2004 года в 20:48:23 (*б*) и в 22:25:03 (*e*), и характерный спектр интенсивности сигнала, зарегистрированный между начальными импульсами радиоизлучения молнии (*z*)

А. Н. Караштин, Ю. В. Шлюгаев, А. В. Гуревич

вых разрядов могут как монотонно убывать с частотой (рис. 36), так и обладать характерным максимумом в области 3÷5 МГц (рис. 36). Средняя интенсивность излучения молнии превыша-

ет фон на 3–4 порядка в области частот порядка нескольких мегагерц и спадает до уровня фона (при данной чувствительности) на частотах более 20 МГц. На рис. 3г приведён спектр интенсивности сигнала, зарегистрированного в промежутке между начальными импульсами излучения молнии. Видно, что он не отличается от спектра фонового излучения. Отметим, что уровень фонового излучения непосредственно перед молнией не отличается от фонового уровня в отсутствие грозы, часто он остаётся тем же самым между импульсами не только на начальной, но и на развитой стадии излучения разряда.

На рис. 4 приведён пример определения направления на источник радиоизлучения молнии. Приведённые данные относятся к временно́му интервалу порядка 100 мс, за который источник излучения сместился по азимуту от восточного к юго-западному направлению при углах места 30°÷60°.



Рис. 4. Углы прихода радиоимпульсов излучения молнии 22 июля 2004 года, 22:25:03 (LT). Радиальные линии указывают азимут на источник излучения, концентрические окружности — зенитный угол. Источник излучения смещался в западном направлении; время наблюдения порядка 100 мс

#### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Характерная длительность первого пика биполярного импульса, с которого начинается радиоизлучение молнии, составляет 100 нс. Перед первым импульсом отсутствуют какие-либо предвестники, а также увеличение шумов.

У первого импульса электрического поля нет выделенной полярности, однако в каждой молнии последующие несколько импульсов имеют ту же полярность, что и первый. Это означает, что электрический ток, излучающий эти импульсы, имеет одно и то же направление, и, следовательно, импульс возникает за счёт действия грозового электрического поля на тепловые электроны. В пользу последнего утверждения говорит совпадение характерной длительности импульса с временем жизни теплового электрона в воздухе  $\tau \sim 100$  нс.

Под действием грозового электрического поля  $E \sim 1$  кВ/см тепловой электрон приобретает среднюю скорость  $v_{\rm e} \approx eE/(m\nu) \approx 2 \cdot 10^4$  м/с, где  $\nu$  — частота столкновений электронов. За время жизни электрон пройдёт расстояние  $l_{\tau} \sim v_{\rm e}\tau \sim 0.2$  см. Из этого следует, что источник ионизации, создающий тепловые электроны, должен двигаться со скоростью, близкой к скорости света, чтобы обеспечить наблюдаемую длительность радиоимпульса порядка  $\tau$ .

Амплитуда электрического поля в первых импульсах коротковолнового радиоизлучения молниевого разряда может быть оценена по порядку величины как 100 мВ/м. Амплитуда радиоимпульса на достаточно больших расстояниях пропорциональна амплитуде создающего его движущегося тока (см., например, [16]). Таким образом, амплитуду тока можно оценить как  $I \sim ER_0c \sim 100$  A, где E — наблюдаемая напряжённость электрического поля радиоимпульса, c скорость света,  $R_0$  — расстояние от приёмника до источника, предполагаемое равным примерно

10 км (среднее расстояние до начала ступенчатого лидера близкой молнии в грозовом облаке). Для создания такого тока источник ионизации должен производить большое количество свободных электронов на единицу длины:  $N = I/(ev_e) \sim (3 \div 6) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-1}$ .

Рассмотрим возможные источники такой ионизации. Одним из естественных источников является ионизационная волна в длинной искре [8]. Однако для создания ионизационной волны требуется среднее электрическое поле  $\bar{E}$  не меньше 5 кВ/см и локальное электрическое поле  $E_{\rm L}$  на острие лидера порядка  $80 \div 100$  кВ/см. Вероятность внезапного, без всяких предвестников, создания настолько сильного локального поля в грозовом облаке, где среднее поле  $\bar{E} \le 1$  кВ/см, представляется пренебрежимо малой. Кроме того, скорость ионизационной волны всегда существенно меньше скорости света.

Другим возможным источником ионизации могли бы служить вторичные электроны широких атмосферных ливней. Однако для создания требуемого количества тепловых электронов потребовалась бы слишком большая энергия первичной космической частицы. Действительно, согласно [17] число вторичных космических лучей составляет  $n_2 = 0.3\varepsilon/(\beta\sqrt{\ln(\varepsilon/\beta)})$ , где  $\varepsilon$  энергия первичной космической частицы,  $\beta = 7.2 \cdot 10^7$  эВ. Принимая во внимание, что каждая вторичная частица создаёт в воздухе  $30 \div 40$  тепловых электронов на 1 см пробега, можно найти, что для получения  $5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-1</sup> электронов энергия первичной частицы  $\varepsilon$  должна превышать  $10^{21}$  эВ.

При выполнении условий пробоя на убегающих электронах ситуация выглядит более реалистичной, поскольку в этом случае число тепловых электронов, порождаемых широким атмосферным ливнем, лавинообразно нарастает и может быть на несколько порядков больше, чем в отсутствие пробоя. При этом для обеспечения наблюдаемой интенсивности радиоизлучения достаточно, чтобы энергия первичной частицы составляла порядка 10<sup>16</sup> эВ [10]. Форма и длительность ожидаемого согласно [10] радиоимпульса хорошо согласуются с наблюдаемыми.

Из табл. 2 видно, что средняя частота молниевых разрядов варьируется от 0,25 до 3,24 в минуту при среднем значении 1,45. Полагая среднюю площадь активной области грозы равной 100 км<sup>2</sup>, находим среднюю плотность молний  $P_{\rm L} \approx 2,4 \cdot 10^{-4}$  км<sup>-2</sup> · c<sup>-1</sup>. Согласно [18] плотность потока космических лучей с энергией  $\varepsilon \sim 10^{16}$  эВ составляет  $P_{\rm R} = 2 \cdot 10^{-2}$  км<sup>-2</sup> · c<sup>-1</sup>. Отсюда следует, что, во-первых, поток космических лучей с требуемой энергией достаточен для обеспечения наблюдаемой плотности молний в грозовом облаке. Во-вторых, условия пробоя на убегающих электронах выполняются в заметной части облака (приблизительно на 1% площади).

Таким образом, можно предположить, что первый импульс коротковолнового радиоизлучения молниевого разряда обусловлен совместным действием широкого атмосферного ливня и пробоя на убегающих электронах в грозовом облаке и связан с процессом инициации разряда.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате анализа полученных данных установлено:

1) коротковолновое радиоизлучение молнии представляет собой последовательность коротких импульсов (с длительностью от менее чем 100 наносекунд до нескольких микросекунд);

2) уровень фонового излучения между молниями не отличается от фонового уровня в спокойных условиях (при данной чувствительности). Обычно он остаётся таким же и между импульсами радиоизлучения, по крайней мере, на начальной стадии развития молнии;

3) каждая молния начинается с серии очень коротких (с длительностью менее 100 наносекунд) биполярных импульсов. Промежутки между импульсами составляют от нескольких десятков до сотен микросекунд. До начала серии не регистрируется никакого радиоизлучения, отличного от фонового, в течение, по крайней мере, 400 мс. Положительная и отрицательная полярность на-

чальных импульсов (при измерении вертикальной компоненты электрического поля) встречается примерно в равной пропорции в различных молниях, однако остаётся постоянной для каждой молнии;

4) форма, ширина и амплитуда первого импульса радиоизлучения молнии согласуются с предсказываемыми теорией с учётом совместного действия эффекта пробоя на убегающих электронах и широкого атмосферного ливня для энергии первичной частицы порядка 10<sup>16</sup> эВ [10].

Работа выполнена при частичной поддержке Международного научно-технического центра (грант EOARD-ISTC № 2236р), Программы ОФН РАН «Физика атмосферы: электрические процессы, радиофизические методы исследований» и Совета при Президенте Российской Федерации по поддержке ведущих научных школ (грант № НШ-1603.2003.2).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Kreihbel P. R., Brook M., McCrory R. A. // J. Geophys. Res. C. 1979. V. 84, No. 5. P. 2432.
- 2. Krider E. P., Weidman C. D., Le Vine D. M. // J. Geophys. Res. C. 1979. V. 84, No. 9. P. 5760.
- 3. Weidman C. D., Krider E. P., Uman M. A. // Geophys. Res. Lett. 1981. V. 8, No. 8. P. 931.
- 4. Proctor D. E. // J. Geophys. Res. C. 1981. V. 86, No. 5. P. 4041.
- 5. Beasley W., Uman M.A., Rustan Jr P.L. // J. Geophys. Res. 1982. V. 87. P. 4883.
- 6. Rhodes C. T., Shao X. M., Krehbiel P. R., et al. // J. Geophys. Res. D. 1994. V. 99, No. 6. P. 13059.
- 7. Uman M. A. The Lightning Discharge. San Diego, Calif.: Academic, 1987.
- MacGorman D., Rust W. D. The Electrical Nature of the Storms. New York: Oxford Univ. Press, 1998.
- Gurevich A. V., Duncan L. M., Karashtin A. N., Zybin K. P. // Phys. Lett. A. 2003. V. 312, No. 3–4. P. 228.
- Gurevich A. V., Duncan L. M., Medvedev Yu. V., Zybin K. P. // Phys. Lett. A. 2002. V. 301, No. 3– 4. P. 320.
- 11. Gurevich A. V., Milikh G. M., Roussel-Dupre R. // Phys. Lett. A. 1992. V. 165, No. 5–6. P. 463.
- Roussel-Dupre R., Gurevich A. V., Tunnell T., Milikh G. M. // Phys. Rev. E. 1994. V. 49, No. 3. P. 2 257.
- 13. Гуревич А.В., Зыбин К.П. // УФН. 2001. Т. 171, № 11. С. 1 177.
- 14. Marshall T. C., McCarthy M. P., Rust W. D. // J. Geophys. Res. D. 1995. V. 100, No. 4. P. 7097.
- 15. Gurevich A. V., Zybin K. P., Roussel-Dupre R. A. // Phys. Lett. A. 1999. V. 254, No. 1–2. P. 79.
- 16. Uman M. A., McLain D. K., Krider E. P. // Amer. J. Phys. 1975. V. 43. P. 33.
- 17. Беленький С.З. Широкие атмосферные ливни (ШАЛ). М.: Атомиздат, 1987.
- 18. Berton X., Boratav M., Letessier-Selvon A. // J. Mod. Phys. A. 2000. V. 15, No. 15. P. 2182.

Поступила в редакцию 25 апреля 2005 г.; принята в печать 15 сентября 2005 г.

#### SHORT-WAVE RF RADIATION OF A LIGHTNING DISCHARGE

A. N. Karashtin, Yu. V. Shlugayev, A. V. Gurevich

A special system created to register short electromagnetic pulses has been used to study short-wave (0.1-30 MHz) radio-frequency radiation of lightning discharges. It has been shown that the radiation is a sequence of short pulses. The shape, width, and amplitude of the first (bipolar) pulse agree with those predicted by theory with account for the combined action of the effect of the escape electron breakdown and a wide air shower for the energy of the initial particle of the order of  $10^{16} \text{ eV}$ .

#### УДК 551.594

# АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ ГРОЗОВОГО ОБЛАКА

## В. Ю. Трахтенгерц, Д. И. Иудин

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Электродинамика грозового облака рассматривается с учётом рециркуляции и многопотоковости движения заряженных внутриоблачных частиц. В этой модели крупномасштабное электрическое поле возникает благодаря разделению зарядов в процессе воздушной конвекции и проходит стадию колебаний на начальных и заключительных этапах эволюции грозы. Эти колебания качественно объясняют наблюдаемое поведение электрического поля грозы. С другой стороны, многопотоковая конвекция неустойчива и ведёт к генерации мелкомасштабных электростатических волн (длина волны 1÷100 м) с амплитудой, которая может достигнуть порога обычного пробоя. Такая неустойчивость может инициировать микроразрядную активность внутри облака на предварительной стадии молниевого разряда и между отдельными обратными ударами. Предложена трёхмерная модель клеточных автоматов, которая описывает главные особенности предварительной стадии молнии.

# введение

В последнее время был достигнут существенный прогресс в экспериментальном исследовании грозового электричества на базе наземных и баллонных (in situ) [1, 2] измерений. Вместе с тем многие важные проблемы электродинамики грозы остаются нерешёнными. Прежде всего, это касается некоторых динамических особенностей крупномасштабного электрического поля на всех стадиях эволюции грозового облака. Эти особенности включают колебания электрического поля с характерным периодом  $T_{\rm osc} \sim 5\div15$  минут, которые замечены на начальной стадии развития грозы и при её затухании [1]. Очень быстрый рост амплитуды электрического поля, а также рост размера и заряда облачных частиц (капель и града) перед первой вспышкой молнии не находят своего объяснения в классических моделях грозового электрического поля грозового облака [2–6], так и в объяснении особенностей предварительной стадии молниевого разряда [7].

Ниже мы рассматриваем некоторые теоретические модели, которые могут качественно и иногда количественно отвечать на сформулированные выше вопросы. В разделе 1 проанализировано развитие изолированной грозовой конвективной ячейки с учётом постепенного роста заряда и размера отдельных облачных частиц (капель и града). На этой стадии формирования грозового облака важную роль играет рециркуляция, которая определяет крупномасштабное распределение электрического заряда в конвективном облаке и может объяснить периодическое изменение и рост амплитуды крупномасштабного электрического поля. Возможный механизм быстрого роста электрического поля на зрелом этапе эволюции грозового облака обсуждается в разделе 2. Этот механизм основан на внутриоблачной многопотоковой неустойчивости, которая ведёт к генерации мелкомасштабных электрических ячеек с размерами  $l \sim 1 \div 10^2$  м. В отличие от крупномасштабного электрического поля, которое насыщается на уровне порога пробоя на убегающих электронах [8, 9], мелкомасштабное электрическое поле не насыщается и может достигать уровня порога обычного пробоя. Кроме того, взаимодействие внутриоблачных заряженных частиц резко изменяется, когда условия развития неустойчивости выполнены и появляется принципиальная возможность коагуляции заряженных частиц одной полярности. Этот факт приводит к быстрому росту крупномасштабного электрического поля, амплитуда которого может увеличиться на порядок в течение нескольких минут [1].

Другое важное следствие роста мелкомасштабного электрического поля — развитие многочисленных микроразрядов (с масштабом порядка размера электрической ячейки), которые формируют дренажную электрическую систему для сбора внутриоблачного заряда в канал лидера молнии. Эти микроразряды демонстрируют ряд универсальных особенностей фрактальной динамики.

В заключение (раздел 3) суммируются полученные результаты и формулируются некоторые важные проблемы грозовой динамики и инициирования высотных электрических разрядов в средней атмосфере.

# 1. ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В АТМОСФЕРНОЙ КОНВЕКТИВНОЙ ЯЧЕЙКЕ

Проблема генерации электрического поля грозы обсуждается уже долгое время. Она включает два основных вопроса: электрическая зарядка отдельных облачных частиц и механизм разделения зарядов. В нашем анализе мы будем рассматривать тот тип электрификации [1, 10], когда крупные частицы (большие капли и град) заряжаются отрицательно, а лёгкие частицы (маленькие капельки и кристаллы льда) заряжаются положительно.

Мы концентрируем внимание на механизме разделения заряда, который обусловлен движением крупномасштабного воздушного потока. Эта проблема уже рассматривалась в различных подходах (см. [11] и цитируемые там источники). Основные результаты были получены с помощью численного моделирования, но они не объясняли два важных вопроса: роль рециркуляции и влияние возникающего электрического поля на движение заряженных облачных частиц. Эти вопросы представляются принципиальными для определения временной динамики и крупномасштабного распределения пространственного электрического заряда в конвективном облаке. Реальное движение в грозовом облаке устроено довольно сложно. Часто оно представляет собой суперпозицию конвективных структур. Далее мы исследуем уединённую конвективную ячейку, которая может рассматриваться как элементарный электрический генератор в грозовом облаке.

#### 1.1. Случай цилиндрической конвективной ячейки

Исследуем простейшую двумерную цилиндрическую модель атмосферной конвективной ячейки, предполагая твердотельное вращение газа (рис. 1).

В этой модели лёгкие положительно заряженные частицы (маленькие капельки и кристаллы льда с размерами  $r \leq 10$  мкм) двигаются вместе с воздушным потоком, в то время как траектории отрицательно заряженных тяжёлых частиц (с  $r > 10^2$  мкм, далее – облачные частицы) отличаются от траекторий лёгких частиц. Для простоты предполагается монодисперсное распределение частиц по размерам.

Эта проблема рассматривалась в [12] с учётом сил трения, силы тяжести и самосогласованного электрического поля, которое возникает из-за нескомпенсированного электрического пространственного заряда на границе конвективной ячейки. В указанной работе были получены два важных заключения:

1) облачные частицы захвачены воздушным конвективным потоком и находятся в твердотельном вращении с одной и той же частотой вокруг точки, сдвинутой относительно центра воздушной ячейки;

2) эффекты самосогласования играют основную роль, определяя временную динамику и пространственную структуру возникающего электрического поля.



Рис. 1. Профиль конвективной ячейки и система координат (a) и «биения» аэрозольного цилиндра при совместном действии гравитационной силы и силы трения в цилиндрическом конвективном потоке ( $\delta$ )

В соответствии с [12] при наличии малых параметров

$$\Omega/\nu \ll 1, \qquad X_{\rm c}/R_{\rm c} \ll 1, \tag{1}$$

где  $\Omega$  — частота вращения,  $\nu$  — эффективная частота соударений тяжёлых частиц с нейтральными (сила трения  $F_{\rm fr} = M\nu u$ , M — масса облачных частиц, u — их скорость относительно воздушного потока),  $R_{\rm c}$  — радиус ячейки,  $X_{\rm c} = |g/(\nu\Omega)|$  — максимальное смещение центра вращения ячейки,  $\mathbf{g}$  — ускорение свободного падения, направленное противоположно оси z, возникающее электрическое поле  $\mathbf{E} = (E_x, E_z)$  определяется единственным параметром

$$\delta = \Omega_{\rm p}^2 / (\Omega \nu), \tag{2}$$

где  $\Omega^2_{
m p}$  — плазменная частота частиц:

$$\Omega_{\rm p} = (4\pi Q^2 N/M)^{1/2},\tag{3}$$

Q и N — заряд и концентрация облачных частиц соответственно. На масштабах времени  $t \gg \nu^{-1}$  движение центра вращения ячейки описывается уравнениями

$$d^{2}\xi/d\tau^{2} + 2\delta d\xi/d\tau + \xi (d\delta/d\tau + 1 + \delta^{2}) + \delta X_{c} = 0,$$
(4)

$$\eta = -\mathrm{d}\xi/\mathrm{d}\tau - \delta\xi - X_{\mathrm{c}},\tag{5}$$

где  $\tau = \Omega t$  — безразмерное время,  $\xi$  и  $\eta$  — координаты центра вращения ячейки; ось  $\xi$  направлена вдоль оси z, ось  $\eta$  — вдоль оси x. В (4), (5)  $\delta$  является произвольной функцией  $\tau$ . Следующее из (4), (5) стационарное состояние для ( $\eta$ ,  $\xi$ ) при условии  $\delta$  = const и  $t \to \infty$  имеет вид

$$\eta_{\rm st} = -\frac{X_{\rm c}}{1+\delta^2} , \qquad \xi_{\rm st} = -\frac{\delta}{1+\delta^2} X_{\rm c}. \tag{6}$$

В. Ю. Трахтенгерц, Д. И. Иудин

Электрическое поле является суперпозицией полей двух однородно заряженных цилиндров с зарядами противоположного знака. Центр одного из них (положительно заряженного) расположен в точке  $\xi = \eta = 0$ , а координаты центра отрицательно заряженного цилиндра облачных частиц определены выражением (6). В частности, электрический потенциал положительно заряженного цилиндра равен

$$\varphi(r) = \begin{cases} -\pi \rho r^2, & r \leqslant R_{\rm c}; \\ -\pi \rho R_{\rm c}^2 \left(2\ln\frac{r}{R_{\rm c}} + 1\right), & r \geqslant R_{\rm c}, \end{cases}$$
(7)

где  $\rho=NQ-$ плотность пространственного заряда. Внутри ячейки электрическое поле однородно и равно

$$E_x = -\frac{\delta}{1+\delta^2} E_0, \qquad E_z = -\frac{\delta^2}{1+\delta^2} E_0, \qquad E_0 = \frac{Mg}{2Q}.$$
 (8)

Знак компоненты  $E_z$  определяется знаком отношения g/Q; для отрицательно заряженных облачных частиц g/Q > 0 (g < 0) и  $E_z > 0$ . Знак  $E_x$  зависит также от знака  $\Omega$ : при вращении против часовой стрелки (см. рис. 1)  $\Omega < 0$  и  $E_x > 0$ . Условие  $|\delta| = 1$  может выполняться, например, в случае, когда радиус облачных частиц составляет  $r_0 = 1$  мм, заряд достигает величины  $Q = -3 \cdot 10^{-11}$  Кл, концентрация  $N \approx 10^3$  м<sup>-3</sup>, а частота вращения  $\Omega \approx 10^{-2}$  с<sup>-1</sup> (период вращения  $T \approx 10$  мин).

#### 1.2. Некоторые обобщения

Выше предполагалось, что электрическая проводимость атмосферы равна нулю. В реальных условиях необходимо учитывать релаксацию электрического поля, обусловленную проводимостью. В простейшем приближении конвективная ячейка может рассматриваться как генератор электрического тока, который накапливает пространственный заряд в течение характерного времени  $\Omega^{-1}$ ; в то же время этот пространственный заряд растекается с постоянной времени  $T_{\rm R} = (4\pi\sigma)^{-1}$ , где  $\sigma$  — ионная проводимость атмосферы. В таком приближении проводимость ведёт к уменьшению электрического поля, определяемого соотношением (8), в  $\mu$  раз, где

$$\mu = \Omega T_{\rm R} \left( 1 + \Omega T_{\rm R} \right)^{-1}.\tag{9}$$

При этом критический параметр  $\delta$  (2) приобретает вид

$$\delta_{\sigma} = \mu \delta. \tag{10}$$

Рассмотрим эллиптические траектории движения центра конвективной ячейки. Для этого выберем составляющие вектора скорости воздушного потока в виде

$$V_{x_0} = \Omega_2 z, \qquad V_{z_0} = \Omega_1 x, \tag{11}$$

что соответствует движению нейтрального газа по эллиптическим траекториям:

$$z^2/\Omega_1 + x^2/\Omega_2 = \text{const.}$$
(12)

В результате получаем решения, аналогичные (6), (8) и (10) с заменой  $X_c \to X_c^e, \, \delta \to \delta_e, \, \mu \to \mu_e$ , где

$$X_{\rm c}^{\rm e} = \frac{g}{\Omega_1 \nu} , \qquad \delta_{\rm e} = \frac{\Omega_{\rm p}^2}{\Omega_{\rm H} \nu} , \qquad \mu_{\rm e} = \frac{\Omega_{\rm H} T_{\rm R}}{1 + \Omega_{\rm H} T_{\rm R}} , \qquad \Omega_{\rm H}^2 = \Omega_1 \Omega_2.$$
(13)

Соответствующее пространственное распределение электрического поля показано на рис. 2. Здесь мы предполагали, что облачные частицы вне воздушной конвективной ячейки теряются, так что полный положительный заряд больше, чем отрицательный (внутри ячейки плотности положительного и отрицательного зарядов равны:  $\rho_+ = \rho_-$ ). На рис. 3 показаны вертикальные сечения структуры поля, представленной на рис. 2. Здесь хорошо просматривается трипольная структура внутриоблачного электрического заряда. Эта структура пространственного заряда интересна как возможная модель возникновения положительного разряда на землю.

#### 1.3. Динамика крупномасштабного электрического поля в конвективном облаке

На стадии развитого грозового облака, которая сопровождается ростом концентрации N, заряда Q и размера  $r_0$  (массы M) облачных частиц, амплитуда электрического поля увеличивается. Внутри облака (конвективной ячейки) это поле даётся следующим выражением:

$$E_x = -2\pi Q N \eta, \qquad E_z = -2\pi Q N \xi, \tag{14}$$

где координаты  $(\eta, \xi)$  центра вращения конвективной ячейки удовлетворяют уравнениям (4), (5). Возможно найти решение уравнений (4), (5) для произвольной, но медленной по сравнению с  $\nu(\tau)$  зависимости  $\delta(\tau)$ . Полагая начальные условия

$$\tau = 0, \qquad \eta_0 = \xi_0 = 0, \tag{15}$$

находим

$$x_{c} \equiv \eta(\tau) = -X_{c} \left[ 1 - \exp\left(-\int_{0}^{\tau} \delta(\tau') \,\mathrm{d}\tau'\right) \cos\tau \right] - X_{c} \int_{0}^{\tau} \delta(\tau') \exp\left(-\int_{\tau'}^{\tau} \delta(\tau'') \,\mathrm{d}\tau''\right) \cos(\tau - \tau') \,\mathrm{d}\tau', \quad (16)$$

$$z_{\rm c} \equiv \xi(\tau) = -X_{\rm c} \exp\left(-\int_{0}^{\tau} \delta(\tau') \,\mathrm{d}\tau'\right) \sin\tau + X_{\rm c} \int_{0}^{\tau} \delta(\tau') \exp\left(-\int_{\tau'}^{\tau} \delta(\tau'') \,\mathrm{d}\tau''\right) \sin(\tau - \tau') \,\mathrm{d}\tau', \quad (17)$$

где, как и раньше,  $\tau = \Omega t$ ,  $X_{\rm c} = |g/(\Omega \nu)|$ .

В приближении геометрической оптики, когда выполнено неравенство

$$2\pi \left| \frac{\mathrm{d}\delta}{\mathrm{d}\tau} \right| \equiv \frac{2\pi}{\Omega} \left| \frac{\mathrm{d}\delta}{\mathrm{d}t} \right| \ll 1,\tag{18}$$

формулы (16), (17) могут быть упрощены. В частности, для  $E_z$  из (14) в случае (18) находим

$$E_z(\tau) = E_0 \frac{\delta}{1+\delta^2} \left\{ \delta \left[ 1 - \exp\left(-\int_0^\tau \delta(\tau') \,\mathrm{d}\tau'\right) \cos\tau \right] - \exp\left(-\int_0^\tau \delta(\tau') \,\mathrm{d}\tau'\right) \sin\tau \right\},$$
(19)

где определения параметров те же, что и в (8).



Рис. 2. Пространственная структура электрического поля в эллиптической конвективной ячейке с диссипацией



Рис. 3. Профили вертикальной (сплошная линия) и горизонтальной (штриховая линия) компонент электрического поля в сечениях A-D, отмеченных на рис. 2

Результаты вычислений  $E_z(\tau)$  в случае линейной зависимости  $\delta = \alpha \tau$  показаны на рис. 4. Хорошо заметны колебания  $E_z$  с изменением знака, которые напоминают экспериментально наблюдаемое поведение вертикальной компоненты электрического поля [1]. Колебания электрического поля появляются и на стадии затухания грозового облака. Это следует из (14)–(17), если взять, например, ступенчатую зависимость  $\delta$  от  $\tau$ :

$$\delta = \begin{cases} \delta_0, & \tau \leqslant \tau_0; \\ 0, & \tau \geqslant \tau_0. \end{cases}$$
(20)

Резкое уменьшение  $\delta$  может быть следствием выпадения тяжёлых облачных частиц в осадках. Амплитуда электрического поля  $E_z$  в случае (20) при  $\tau \ge \tau_0$  записывается как

$$E_z(\tau) = -\frac{4\pi QN}{1+\delta_0^2} X_c \delta_0 \sin\left(\frac{\tau_0}{2}\right) \left[\sin\left(\tau - \frac{\tau_0}{2}\right) - \delta_0 \cos\left(\tau - \frac{\tau_0}{2}\right)\right],\tag{21}$$

где Q и N уменьшаются на стадии затухания грозового облака. Затухающие колебания  $E_z$  легко обнаруживаются в (21).



Предельная амплитуда электрического поля достигается, в соответствии с (8), когда  $\delta > 1$ ; при этом  $|E_z| = \delta |E_x| > |E_x|$ . Для примера, рассмотренного в разделе 1.1 ( $Q \approx -3 \cdot 10^{-11}$  Кл,  $r_0 = 1$  мм,  $N \approx 10^3$  м<sup>-3</sup> и  $\delta = 1$ ), находим  $|E_z| =$  $= |E_x| = |Mg/(4Q)| \approx 300 \text{ kB/m}, |E| \approx 420 \text{ kB/m}.$ Это значение близко к порогу пробоя на убегающих электронах  $E_{\rm B} = 230 \text{ kB/m}$  (для нормального давления, см. [8, 9]), который служит верхним пределом для Е в случае медленно изменяющегося электрического поля, как в рассматриваемом случае конвективных ячеек. Для  $E \ge E_{\rm B}$  проводимость  $\sigma$  должна вырасти из-за появления релятивистских электронов. В нашей модели рост  $\sigma$ уменьшает  $\delta$  (10), что ведёт к уменьшению электрического поля в соответствии с (8).

В связи с этим возникает вопрос: как разряд молнии развивается в грозовом облаке, когда  $E_{\rm max} \sim E_{\rm B}$  намного меньше порога обычного пробоя?

Другая важная проблема — объяснение наблюдаемого очень быстрого роста амплитуды электрического поля на стадии развитого грозового облака, когда E вырастает на порядок в течение нескольких минут (от 10 до  $10^2$  кВ/м). Некоторые возможные ответы на эти вопросы обсуждаются в следующем разделе.

#### 2. ТОНКАЯ СТРУКТУРА ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ГРОЗОВОМ ОБЛАКЕ

# 2.1. Механизм быстрого роста электрического поля на стадии зрелого грозового облака

Исследования [13–16] показывают, что мелкомасштабные электрические ячейки могут возбуждаться в грозовом облаке на его зрелой стадии, когда выполнено неравенство

$$p = \Omega_{\rm p}^2 / \nu^2 \ge 1. \tag{22}$$

В. Ю. Трахтенгерц, Д. И. Иудин

Это неравенство соответствует превышению порога пучковой неустойчивости и согласно оценкам, данным в [13–16], может выполняться в грозовом облаке. Важно, что эта неустойчивость не насыщается ростом проводимости воздуха, и потенциальная энергия электрического поля может быть сравнима с кинетической энергией восходящего воздушного потока. Ещё одно важное свойство пучковой неустойчивости — образование сгустков облачных частиц в процессе её развития. Этот эффект открывает фундаментальную возможность коагуляции заряженных частиц одной полярности. Принимая во внимание эту возможность, можно предложить следующий сценарий быстрого роста крупномасштабного грозового электрического поля.

В процессе развития грозового облака концентрация N, заряд Q и масса M облачных частиц возрастают. Соответственно, крупномасштабное электрическое поле изменяется согласно результатам раздела 1. Можно показать, что в случае  $\delta > 1$  электрическое поле стабилизируется и определяется выражением

$$|E| \sim \left| \frac{Mg}{2Q} \right|. \tag{23}$$

Порог пучковой неустойчивости (22) достигается позже. В процессе роста размера частиц режим их движения изменяется от вязкого к турбулентному, когда число Рейнольдса Re  $\gg 1$ . Это неравенство начинает выполняться при размерах частиц

70 мкм 
$$< r < 150$$
 мкм. (24)

В частности, если записать равновесие сил тяжести и трения (в турбулентном режиме)

$$F_{\rm fr} \equiv 0.2\pi\rho_0 r^2 u^2 = M\nu u \approx Mg,\tag{25}$$

где  $\rho_0$  — плотность воздуха, u — относительная скорость частиц, можно найти u и  $\nu$  и определить режим движения. Полагая  $r=10^2$ мкм, находим

$$u = 2 \text{ M/c}, \quad \nu \approx 5 \text{ c}^{-1}, \quad \text{Re} \sim 10.$$
 (26)

Переход от вязкого течения к турбулентному представляется наиболее благоприятным для достижения порога неустойчивости (22). Полагая  $r \approx 10^2$  мкм, можно оценить необходимые значения N и Q. Согласно (22) пороговый заряд равен

$$Q_{\rm thr} \approx \left(\frac{\nu^2 r^3 \rho_{\rm k}}{3N}\right)^{1/2}.$$
(27)

Полагая  $r \approx 10^2$  мкм,  $\nu \approx 5$  с<sup>-1</sup>, плотность частиц  $\rho_k \approx 0.8$  г/см<sup>3</sup> и  $N \approx 5 \cdot 10^4$  м<sup>-3</sup>, находим  $Q_{\rm thr} \approx 3.5 \cdot 10^{-12}$  Кл. Это даёт электрическое поле на поверхности частицы  $E_{\rm s} \approx 3\,000$  кВ/м, близкое к порогу коронного разряда на заряженной сфере [1].

Переход к неустойчивому режиму может играть существенную роль в микрофизике облака. Дело в том, что генерация электростатических волн означает, фактически, наличие притяжения частиц с одним знаком заряда, которые собираются в сгустки. Это, в частности, говорит о возможности коагуляции частиц одной полярности при быстром росте их массы и заряда. Эта идея требует дальнейшего количественного рассмотрения, но уже сейчас видно, что коагуляция обеспечивает быстрый рост амплитуды электрического поля в соответствии с (23). Действительно, масса частиц растёт как  $r^3$ , в то же время Q растёт как  $r^2$ , если коронный разряд ограничивает максимальный заряд частицы. Таким образом, амплитуда электрического поля меняется как

$$E \sim \left(\frac{r}{r_0}\right) E_0 \sim \left(\frac{r}{r_0}\right) \left|\frac{M_0 g}{2Q_0}\right|,\tag{28}$$

где индекс 0 соответствует начальным значениям. В нашем примере  $M_0 \sim 3 \cdot 10^{-6}$  г,  $Q_0 \sim 3 \times 10^{-11}$  Кл и  $r_0 \sim 100$  мкм, что соответствует  $E_0 \sim 10$  кВ/м. Рост r до 2 мм даёт  $E \approx 100$  кВ/м.

#### 2.2. Фрактальная динамика микроразрядов в грозовом облаке

Пространственно-временная динамика грозового облака демонстрирует некоторые специфические особенности, которые принято теперь называть фрактальной динамикой. Источник свободной энергии в грозовом облаке — восходящий конвективный поток, состоящий из молекул воздуха, лёгких капелек, кристаллов льда и тяжёлых градин. Взаимодействие потоков этих частиц ведёт к электрической зарядке облачных частиц и генерации электрического поля [1]. Вспышка молнии, которая включает развитие лидера, обратные удары и микроразряды внутри мелкомасштабных электрических ячеек, обеспечивает диссипацию и сток свободной энергии в грозовом облаке.

Процессы в грозовом облаке многообразны и сложны. Классический разряд молнии на землю включает три стадии: стадию предварительного разряда, формирование лидера и обратный удар [1, 2]. Существующие теоретические модели молнии основаны на её подобии с лабораторной длинной искрой. Это, фактически, касается формирования лидера и обратного удара. Но имеется очень существенное отличие, которое касается предварительной стадии разряда. В случае лабораторной искры электрический заряд накапливается на проводящей стенке разрядного промежутка и легко стекает в канал искры. Но совершенно не ясно, какой механизм обеспечивает сбор электрического заряда со всего объёма облака (или его значительной части) в канал молниевого разряда. Очевидно, в течение предварительной стадии протекает некоторый важный процесс, который обеспечивает сбор заряда. Предварительная стадия продолжается приблизительно 0,1 с и состоит из многочисленных (до  $10^4$ ) относительно слабых разрядов [2].

Серьёзные экспериментальные усилия последних десятилетий продемонстрировали несколько особенностей предварительной стадии, доказывающих её сложность и даже загадочность. Во-первых, в предварительной стадии могут быть выделены два подынтервала приблизительно равной продолжительности. Первый подынтервал содержит сверхвысокочастотные импульсы, которые появляются без видимых изменений квазистатического поля. Постепенное изменение квазистатического поля сопровождает высокочастотную эмиссию в течение второго подынтервала и тесно связано с формированием лидера. Во-вторых, результаты, полученные локационными системами, показывают изменение длительности высокочастотных импульсов, которое связано с эффектом Доплера при излучении быстрых (до  $10^7 \text{ м/c}$ ) движущихся источников. Иногда эмиссия наблюдается как последовательность когерентных сигналов. В-третьих, предварительная активность фиксируется по всему объёму облака. Наконец, был установлен факт универсальности частотного спектра электромагнитных сигналов, испускаемых разрядами.

Какой физический механизм может приводить к появлению такой своеобразной предварительной динамики? На этот вопрос особенно трудно ответить, т. к. средняя напряжённость электрического поля в облаке на порядок величины ниже типичного поля, инициирующего лабораторную искру.

Возможный сценарий предварительной стадии может заключаться в следующем. Пучковая диссипативная неустойчивость ведёт к генерации мелкомасштабных электрических ячеек, в некоторых из которых амплитуда электрического поля может достигать пробойных значений. Электрический разряд в одной ячейке инициирует микроразряды в соседних ячейках. Возникающий динамический ансамбль микроразрядов ведёт к металлизации грозового облака и служит своеобразной дренажной системой для сбора электрического заряда со всего объёма активной части облака.

Активность грозового облака рассматривалась на базе трёхмерной модели клеточных автоматов [16]. Принимая во внимание, что размер активной части грозового облака приблизительно несколько километров, линейный размер модельной решётки должен составлять приблизительно

несколько сотен пространственных периодов. Каждый узел решётки характеризуется электрическим потенциалом, зависящим от времени. В рассматриваемой модели разность потенциалов между соседними узлами возрастает благодаря пучковой неустойчивости.

Рост разности потенциалов ограничен некоторым критическим значением  $U_c$ . Как только разность потенциалов между любыми двумя соседними узлами решётки достигает этого критического значения, происходит пробой, в результате которого соответствующее ребро решётки становится проводником, а разность потенциалов между узлами падает до нуля. Проводимость ребра по экспоненте исчезает за несколько шагов модельного времени. Предполагается, что такой искровой разряд может инициировать разряд в соседних узлах, если разность потенциалов между ними превышает некоторый уровень активации  $U_a$ , который меньше критического. Ниже этот процесс будет называться процессом активации ячеек. Проводящие связи между пробитыми ячейками формируют короткоживущую проводящую сеть. В нашей модели мы использовали металлизацию с самоизбеганием, когда пробитый узел решётки может иметь только одного металлизированного соседа.

Уровень активации значительно меньше критического из-за появления резких неоднородностей проводимости и быстрых электронов. Это подтверждено также экспериментами по инициированию пробоя газа лазерным импульсом. Темп роста потенциального рельефа мы выбирали настолько медленным, что даже самый крупный активированный кластер «сгорает» прежде, чем в его окрестности появляются новые активированные связи. Это означает, что продолжительность жизни металлизированного кластера  $t_{cl}$  (время диссипации) намного меньше, чем скорость роста внутриоблачного потенциала:

$$Dt_{\rm cl}/U_{\rm a}^2 \ll 1,\tag{29}$$

где D — дисперсия случайных изменений потенциала в узлах решётки на каждом шаге модельного времени. Другими словами, процесс, связанный с внешней накачкой системы, осуществляется намного медленнее, чем внутренняя релаксация. Таким образом, каждая пара соседних узлов (ребро) решётки может находиться в одном из четырёх состояний: быть изолятором с падением напряжения, меньшим уровня активации  $U_a$  (пассивное состояние); быть изолятором с падением напряжения, которое выше уровня активации  $U_a$ , но меньше критического значения  $U_c$  (активное состояние); быть изолятором с падением напряжения, которое превышает критическое значение  $U_c$  (критическое состояние); быть проводником (металлизированное состояние). Модификация клеточных автоматов осуществляется согласно следующему алгоритму: 1) активная пара становится проводящей, если одна из ближайших смежных пар металлизирована; 2) критическое состояние сменяется металлизированным на следующем шаге модельного времени; 3) металлизированная пара становится пассивной, если все её ближайшие смежные пары находятся в пассивном состоянии; 4) случайный рост разности потенциалов гарантирует переход пассивных пар в активное состояние и активных пар в критическое состояние. На границах решётки заданы свободные граничные условия.

Взаимодействие соседних ячеек в обсуждаемом процессе ведёт к формированию динамических цепочек микроразрядов, которые демонстрируют фрактальное поведение в широком диапазоне параметров. На рис. 5 показана эволюция обсуждаемой модели во времени. Именно контраст характерных времён накачки и диссипации предопределяет переход системы в состояние самоорганизованной критичности (подробности см. в [16]). Резкое отличие характерных времён тесно связано с существованием порога, до которого должно вырасти мелкомасштабное электрическое поле. Последнее происходит на гораздо более длинном промежутке времени по сравнению с временем пробоя.

Как уже было упомянуто выше, предварительная стадия молнии часто начинается в форме многочисленных разрядов без видимого изменения квазистатического поля. Эксперимент [17–20]

В. Ю. Трахтенгерц, Д. И. Иудин



Рис. 5. Эволюция модели во времени: удельное число активированных пар (a) и эволюция числа пробоев на данном шаге модельного времени (б). Число элементов решётки 10<sup>6</sup>

показывает, что частота появления этих микроразрядов приблизительно равна  $10^5$  с<sup>-1</sup>. Предложенная выше модель позволяет нам оценить скорость появления микроразрядов как

 $F \approx \gamma p V/a^3$ ,

где  $\gamma$  — темп роста электрического поля в ячейке, V — объём активной части грозового облака, в которой развивается неустойчивость, *p* — доля активированных ячеек, *a* — размер ячейки. В течение рассматриваемой стадии, когда характерный размер активированных кластеров становится сопоставимым с размерами облака, выполняется соотношение  $p \sim p_{\rm c}$ , где  $p_{\rm c} \approx 0.25$  соответствует порогу перколяции в трёхмерном случае. Полагая  $V \sim 10^{10}$  м<sup>3</sup>,  $\gamma \sim 0.1$  с<sup>-1</sup> и  $a \sim 10$  м, получаем  $F \sim 2.5 \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$ , что соответствует наблюдениям [17–20]. Чрезвычайно важен вопрос о масштабе a электрических ячеек. В экспериментах [17] размер a соответствует масштабу элементарного разряда. Исходя из достигнутого пространственного разрешения, можно утверждать, что a < 60 м. Наши оценки [13, 16] для реальных параметров грозового облака (заряд и размер облачных частиц, фоновая проводимость, скорость восходящего потока) дают  $a \sim 1 \div 10^2$  м, что находится в хорошем качественном соответствии с результатами эксперимента. Измерения [17– 20] показывают, что отдельные импульсы с продолжительностью порядка 1 мкс объединяются в группы, которые включают десятки и сотни отдельных микроразрядов. Интерферометрические измерения показывают, что эти вспышки эквивалентны пространственным цепочкам, которые распространяются на расстояния до нескольких километров со скоростью  $2 \cdot 10^7 \div 10^8$  м/с. Можно связать эти цепочки с отдельными кластерами, которые появляются в нашей модели.

В. Ю. Трахтенгерц, Д. И. Иудин

Около порога перколяции длина кластера может достигать размера облака. Если микроразряд соответствует искровому разряду с характерной длиной a, можно оценить скорость острия как  $v_{\rm t} \sim a/\tau \sim 10^7$  м/с, где  $\tau \sim 1$  мкс — элементарная продолжительность разряда. Эта оценка не противоречит данным эксперимента. Для получения более точных количественных соответствий необходимы измерения электрической структуры грозового облака с пространственным разрешением порядка метра.

# 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели самые простые аналитические модели облачной электродинамики, которые могут претендовать только на качественное описание грозовых явлений. Однако в рамках проведённого рассмотрения мы получили ряд принципиальных результатов, которые намечают путь решения важных проблем грозового электричества. В частности, это касается механизма осцилляций крупномасштабного электрического поля на начальной стадии развития грозового облака и при его затухании. Показано, что естественной причиной таких колебаний может служить рециркуляция заряженных частиц в процессе облачной конвекции. Важные результаты следуют из модели рециркуляции для распределения пространственного электрического заряда в грозовом облаке для формирования самосогласованной модели инициирования разрядов в средней атмосфере.

Внутриоблачные электродинамические неустойчивости могут существенно изменить микрофизику облачной среды. Рассматриваемая многопотоковая пучковая неустойчивость — яркий пример такого рода неустойчивостей. Её развитие ведёт к появлению ячеистой электрической структуры с масштабами порядка 10÷100 м и может существенно ускорить коагуляцию капель и рост кристаллов льда в грозовом облаке.

Для количественного определения характеристик вышеупомянутых процессов, которые, вопервых, включали бы дисперсию распределения облачных частиц по размерам и заряду и, вовторых, использовали бы более реалистичную конвективную модель, необходимы более глубокие исследования.

Наряду с рассмотренными выше вопросами чрезвычайно актуальной для грозового электричества является проблема пробоя на убегающих электронах [8]. Именно этот пробой отвечает за ускорение релятивистских электронов во время грозовой активности и играет, по-видимому, определяющую роль в формировании спрайтов. Процессы, связанные с пробоем на убегающих электронах, могут оказаться существенными в динамике электрических микроразрядов, определяя, в частности, потенциал активации в рассмотренной выше фрактальной модели металлизации грозового облака.

Проблема пробоя на убегающих электронах широко обсуждается в настоящее время (см. [9] и цитированную там литературу). Развитие этой темы, особенно в свете рассмотренных выше вопросов, требует дальнейшего обобщения теории пробоя на убегающих электронах с учётом тонкой структуры электрического поля в грозовом облаке.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 04–02–17405) и Программой фундаментальных исследований ОФН РАН «Физика атмосферы: электрические процессы, радиофизические методы исследований».

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

MacGorman D. R., Rust W. D. The Electrical Nature of Storms. Oxford Univ. Press, 1998.
 Rakov V. A., Uman M. A. Lightning. Cambridge Univ. Press, 2003.

- 3. Marshall T. C., Rust W. D. // J. Geophys. Res. 1991. V. 96. P. 22297.
- 4. Marshall T. C., Rust W. D. // Bull. Am. Meteorol. Soc. 1993. V. 74. P. 2159.
- Stolzenburg M., Marshall T. C., Rust W. D., Smull B. F. // Mon. Weather. Rev. 1994. V. 122. P. 1777.
- 6. Marshall T. C., Rison W., Rust W. D., et al. // J. Geophys. Res. 1995. V. 100. P. 20815.
- 7. Rakov V. A., Uman M. A. Lightning: Physics and Effects. Cambridge Univ. Press, 2003.
- 8. Gurevich A. V., Milikh G. M., Roussel-Dupre R. A. // Phys. Lett. A. 1992. V. 165. P. 463.
- 9. Gurevich A. V., Zybin K. P. // Phys. Usp. 2001. V. 44, No. 11. P. 1119.
- 10. Takahashi T. // J. Atmos. Sci. 1978. V. 35. P. 1536.
- Levin Z., Tzur I. The Earth's Electrical Environment. Washington: National Acad. Press, 1986. P. 131.
- 12. Trakhtengerts V. Y. // J. Atmos. Terr. Phys. 1992. V. 54, No. 3–4. P. 217.
- 13. Trakhtengerts V. Y. // Dokl. Akad. Nauk SSSR. 1989. T. 308. C. 584.
- 14. Trakhtengerts V. Y. // J. Atmos. Terr. Phys. 1994. V. 56. P. 337.
- 15. Mareev E. A., Sorokin A. E., Trakhtengerts V. Yu. // Plasma Phys. Rep. 1999. V. 25. P. 289.
- 16. Iudin D. I., Trakhtengerts V. Yu., Hayakawa M. // Phys. Rev. E. 2003. V. 68. Article no. 016601.
- 17. Proctor D. E., Uytenbogaargt R., Meredith B. M. // J. Geophys. Res. D. 1988. V. 93, No. 10. P. 12683.
- 18. Mazur M., Krehbiel P. R., Shao X. M. // J. Geophys. Res. 1995. V. 100. P. 25731.
- 19. Warwick J. W. // Dusty and Dirty Plasmas, Noise and Chaos in Space and in the Laboratory / Ed. by H. Kikuchi. New York: Plenum Press, 1994. P. 284.
- 20. Boulch M., Hamelin J., Weidman C. // Lightning Electromagnetics / Ed. by R. L. Gardner. 1987.

Поступила в редакцию 17 июня 2005 г.; принята в печать 6 октября 2005 г.

# PROBLEMS OF ELECTRODYNAMICS OF A THUNDERSTORM CLOUD

V. Yu. Trakhtengerts and D. I. Iudin

Electrodynamics of a thunderstorm cloud is considered with allowance for recirculation and multiflow motion of charged intracloud particles. In this simulation, the large-scale electric field emerges due to the charge separation in the process of air convection and develops through the oscillation stage in the initial and final stages of the thunderstorm evolution. These oscillations qualitatively explain the observed behavior of the electric field of a thunderstorm. On the other hand, the multiflow convection is unstable and leads to generation of small-scale electrostatic waves (wavelength is from 1 to 100 m) with amplitude reaching the conventional breakdown value. Such an instability can initiate microcharge intracloud activity in the preliminary stage of the lightning discharge and between individual back strokes. We propose a three-dimensional model of cellular automatons which describes the main features of the preliminary lightning stage.