

А. П. Николаенко

ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ИСТОЧНИК ВСПЛЕСКОВ СНЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ

Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина
E-mail: sasha@ire.kharkov.ua

Рассмотрены изменения глобальной электрической цепи, связанные с приходом в дневное полушарие Земли гигантской вспышки гамма-излучения от SGR 1806-20. Показано, что возникающий при этом параметрический источник радиоизлучения зависит от строения глобальной электрической цепи. Рассмотрено, как в реалистической модели экспоненциального профиля сопротивления атмосферы формируется дискретный импульс радиоизлучения. Показано, что решающую роль играют высоты вблизи тропопаузы. Спектральная плотность излучения обратно пропорциональна частоте. Рассчитаны волновые формы параметрического радиоимпульса, связанного с приходом гамма-всплеска. Ил. 8. Библиогр.: 6 назв.

Ключевые слова: резонатор Земля–ионосфера, глобальная электрическая цепь, шумановский резонанс, СНЧ-радиоимпульсы, гамма-всплеск.

В работе [1] рассматривалось «параметрическое» возбуждение полости Земля–ионосфера, вызванное резким снижением границы ионосферы при приходе гамма-всплеска. Ток, возбуждающий резонатор, возникает из-за перемещения электрического заряда, сосредоточенного на ионосферной стенке. Предполагалось, что проводимость Земли и ионосферы бесконечна, ионосфера имеет резкую нижнюю границу, а воздух является идеальным диэлектриком [1]. Главная особенность параметрического радиоимпульса обусловлена большими размерами источника, поскольку снижение охватывает половину земного шара. Такой источник способен возбуждать только первый мод глобального электромагнитного (шумановского) резонанса.

Анализ имеющихся непрерывных записей естественного радиосигнала позволил экспериментально обнаружить предсказанный СНЧ-всплеск [2, 3]. Сопоставление расчетных и опытных данных выявило недостатки упрощенной модели источника [1], которая предсказала чрезмерно высокую амплитуду импульса, а также наличие волнового пакета в окрестности 60 Гц. В настоящей работе предложена более реалистичная модель источника, основанная на концепции глобальной электрической цепи.

1. Глобальная электрическая цепь.

Электрическая активность атмосферы вызывает токи в системе Земля–ионосфера. Ионосфера заряжается положительно относительно Земли [4, 5].

На рис. 1 приведена схема глобальной электрической цепи. Заряд конденсатора Земля–ионосфера осуществляется суммарным током мировых гроз на ионосферу через заряжающее сопротивление, расположенное над облаками (от 100 кОм до 1 МОм), и сопротивление пограничного слоя, расположенного под облаками (от 10 до 100 кОм). Ток утечки или ток разряда от ионосферы на Зем-

лю (ток ясной погоды) имеет плотность $2 \cdot 10^{-12}$ А/м² и проходит через сопротивление, которое для всей атмосферы составляет 200...300 Ом. Величины сопротивлений зависят от ионизирующего космического излучения, поскольку проводимость воздуха увеличивается, когда поток космических лучей возрастает.

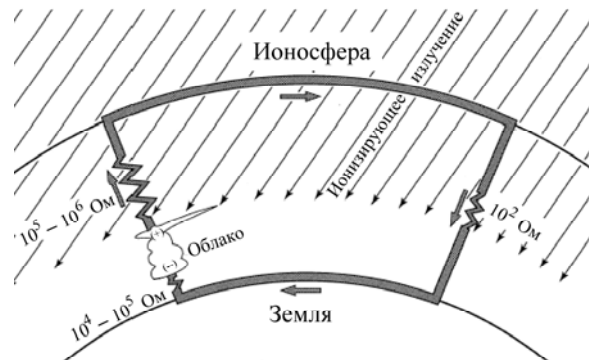


Рис. 1. Глобальная электрическая цепь и ее параметры. Токи заряда и утечки показаны жирной линией (адаптировано из [1, 2])

В стационарных условиях на поверхности Земли наблюдается электростатическое поле ясной погоды величиной примерно 130 В/м. Разность потенциалов между ионосферой и Землей $V_{ИОН}$ составляет около +250 кВ, а ионосфера несет положительный заряд $+2 \cdot 10^5$ К. Если отключить токи заряда ионосферы, то конденсатор Земля–ионосфера разрядится примерно за 2 мин. Полная электростатическая энергия, накопленная конденсатором Земля–ионосфера, оценивается величиной в 10^{10} Дж. Емкость конденсатора Земля–ионосфера равна примерно 0,7 Ф и приурочена к области «электросферы», расположенной вблизи тропопаузы и имеющей толщину 6–7 км [4, 5]. Здесь погонное сопротивление вертикального столба воздуха достигает максимума.

2. Модификация проводимости атмосферы при приходе гамма-всплеска. Из данных измерений на сверхдлинных волнах (СДВ) известно, что гамма-всплеск, наблюдавшийся 27 декабря 2004 г., сдвинул нижнюю границу ионосферы от 60 до 40 км [6]. Модификация охватила акваторию Тихого океана и отмечалась на угловых расстояниях вплоть до 60° от центра возмущения. Используя стандартный профиль проводимости атмосферы [4–6], оценим характерную величину изменений удельного сопротивления воздуха, если профиль сместился как

целое на величину $\Delta h = 20$ км. На рис. 2 показаны два графика. Рис. 2, а – это общепринятый вертикальный профиль проводимости воздуха $\sigma(h)$, заимствованный из работы [2]. Используя наклон этого профиля между высотами 0 и 60 км (тонкие линии), мы находим, что увеличение проводимости в 400 раз (6 высотных масштабов проводимости ζ) наблюдается на высоте 38,5 км. Отсюда находим, что средний в этом интервале высотный масштаб $\zeta = 38,5/6 = 6,4$ км. Тогда снижение на 20 км отвечает увеличению погонной проводимости воздуха в 22,5 раза.

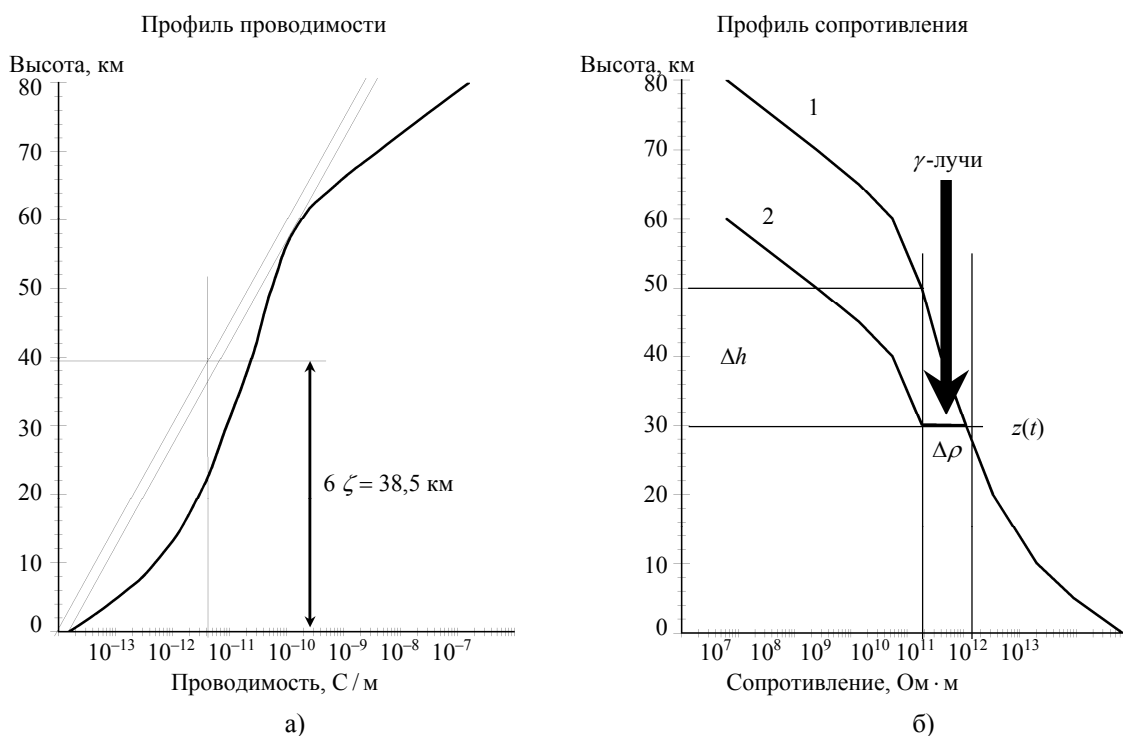


Рис. 2. Высотные профили: а) – проводимости; б) – сопротивления атмосферы; схема воздействия гамма-квантов на профиль сопротивления глобальной электрической цепи: 1 – невозмущенный профиль; 2 – возмущенный профиль

Рис. 2, б демонстрирует, что увеличение погонного сопротивления $\rho(h) = 1/\sigma(h)$ при неизменном вертикальном смещении профиля как целого зависит от высоты модификации. Так, в интервале 30...50 км оно составит 6,1 раз. Невозмущенный профиль проводимости показан линией 1. Измененный профиль 2 иллюстрирует электрическое сопротивление воздуха в тот момент времени, когда вертикально падающие гамма-лучи достигли высоты $z(t)$. Выше этой высоты невозмущенный профиль смещен как целое вниз на $\Delta h = 20$ км. Ниже этой высоты профиль остался неизменным, поэтому на высоте $z(t)$ имеется скачок сопротивления, равный $\Delta \rho$. Благодаря движению гамма-лучей во времени скачок сопротивления продвигается от ионосферы к земле.

Исходя из приведенных выше оценок мы примем, что под воздействием гамма-лучей сопротивление воздуха падает в 7 раз. Тогда плотность тока утечки j из ионосферы на Землю увеличится от регулярного значения $2 \cdot 10^{-12}$ до $14 \cdot 10^{-12}$ А/м² ($\Delta j = 12 \cdot 10^{-12}$ А/м²). В столбе воздуха единичного сечения $S = 1$ м² это увеличение происходит за конечный промежуток времени. Раньше всего ток атмосферы начинает увеличиваться в эпицентре возмущения, где гамма-лучи движутся по вертикали, и время роста равно

$$\tau_\gamma = \frac{H}{c}. \quad (1)$$

Здесь $H = 60$ км – дневная высота регулярной нижней ионосферы; c – скорость света. Подставив в (1) численные значения, получим $\tau_\gamma = 200$ мкс.

В точке, удаленной от центра возмущения на угловое расстояние α , модификация атмосферы запаздывает на величину

$$\tau_d = a \frac{1 - \cos \alpha}{c}, \quad (2)$$

где a – радиус Земли. Задержка τ_d связана со сферичностью ионосферной границы: гамма-кванты раньше всего входят в атмосферу в центре возмущения. Характерная величина запаздывания τ_d составляет миллисекунды, например $\tau_d = 21,2333$ мс при $\alpha = 90^\circ$.

Из-за наклонного падения при $\alpha \neq 0$ интервал нарастания тока в элементарном столбе воздуха уменьшается, и полное время модификации равно

$$\tau_\alpha = \tau_\gamma \cos \alpha = \frac{H}{c} \cos \alpha. \quad (3)$$

При $\alpha = 90^\circ$ весь вертикальный столб воздуха освещается и ионизируется одновременно, здесь изменение тока происходит мгновенно.

3. Линейная модификация тока. В простейшей, «линейной», модели мы постулируем, что изменение плотности тока происходит в интервале времени $0 < t \leq \tau_\alpha$ по закону

$$j(t) = j_0 + \Delta j \frac{t}{\tau_\alpha}, \quad (4)$$

где $j_0 = 2$ и $\Delta j = 12$ пА/м². Эти изменения показаны на рис. 3, а при значениях угла α 0, 30, 60, и 80°. На рис. 3, б показано изменение длины канала $L_\alpha(t)$, пройденного ионизирующим излучением при тех же α .

$$L_\alpha(t) = \frac{ct}{\cos \alpha}, \quad 0 < t \leq \tau_\alpha. \quad (5)$$

Очевидно, что максимальная длина вертикального канала, в котором изменился ток, всегда равна H , но сами изменения происходят за разные временные интервалы. В расчетах поля область модификации приходится разбивать на элементы, отличающиеся угловым расстоянием от центра возмущения, вычислять соответствующие токовые моменты и затем суммировать вклады этих источников в наблюдаемое поле [1–3]. В колонне воздуха с поперечным сечением $S = 1$ м² токовый момент равен

$$dM_C(t) = \Delta j \frac{t}{\tau_\alpha} SH = M_L \frac{t}{\tau_\alpha}, \quad (6)$$

где $0 < t \leq \tau_\alpha$, $dM_C(t)$ – токовый момент элементарного источника; $M_L = \Delta j SH$ – амплитуда токового момента; время изменяется в интервале от 0 до τ_α . Временные вариации $dM_C(t)$ приведены на рис. 3, в.

Линейное изменение плотности тока во времени является сильной идеализацией, по-

скольку ионизация изменяет не ток, а сопротивление воздуха. Полное сопротивление воздушной колонны уменьшается постепенно, и ток в ней возрастает тоже постепенно. Такие изменения будут проанализированы в следующем разделе, а здесь мы отметим простоту линейной модели.

На рассматриваемых нами частотах глобального электромагнитного (шумановского) резонанса модификация тока происходит практически «мгновенно» и конкретный характер зависимости не играет существенной роли. Действительно, время модификации не превосходит $\tau_\gamma = 200$ мкс. Ему отвечают частоты в области единиц килогерц, которые существенно превосходят частоту основного мода глобального резонанса 8 Гц.

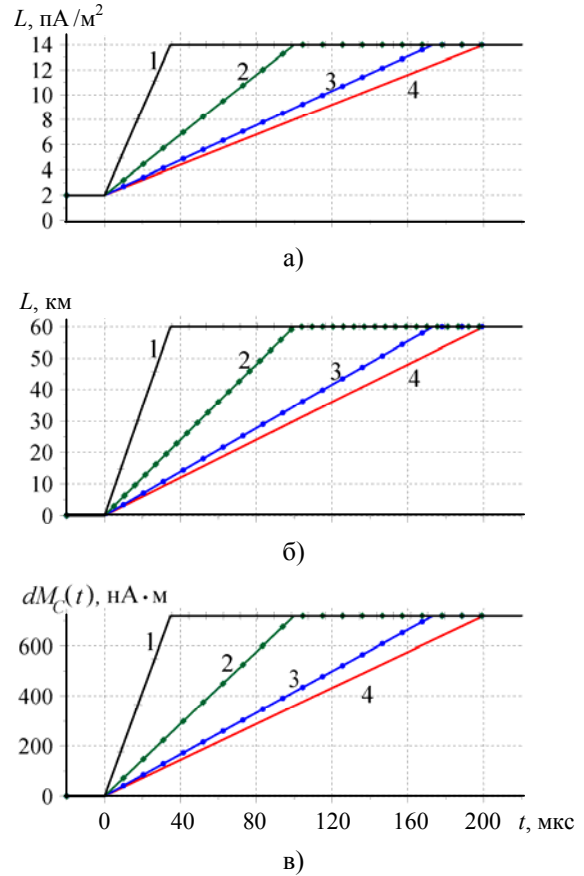


Рис. 3. Линейные временные изменения параметров глобальной электрической цепи: а) – изменения тока утечки ионосферы; б) – длина пути, пройденного ионизирующим излучением; в) – момент тока параметрического источника. Показаны различные угловые расстояния от центра возмущения: 1 – $\alpha = 0^\circ$; 2 – $\alpha = 30^\circ$; 3 – $\alpha = 60^\circ$; 4 – $\alpha = 80^\circ$. Запаздывание τ_d не учитывается

Поскольку изменения токового момента происходят на интервале $t \in [0; \tau_\alpha]$, его спектр зависит от угла α . Из-за кривизны Земли начало изменений тока в каждой колонне запаздывает на τ_d . Спектр изменений токового момента

(спектр источника излучения) находится как преобразование Фурье от выражения (6)

$$dM_C(\omega) = \frac{M_L}{\tau_\alpha \omega^2} \exp(-i\omega\tau_d) [\exp(-i\omega\tau_\alpha) - 1]. \quad (7)$$

Пользуясь соотношением (7), легко оценить момент тока на низких частотах ($\omega\tau_\alpha \ll 1$),

где он равен $dM_C^L(\omega) = \frac{M_L}{i\omega}$. На высоких частотах ($\omega\tau_\alpha > 1$) сумма, стоящая в квадратных скобках (7), обуславливает «биения», частота которых зависит от α (рис. 4), где представлены расчетные амплитудные спектры токовых моментов $|dM_C(f)|$. График рис. 4, а охватывает широкую полосу частот, а рис. 4, б отвечает диапазону глобального электромагнитного резонанса. Как видно, параметрическое излучение глобальной электрической цепи в области низких частот изменяется как $1/f$. На частотах в несколько килогерц и выше появляется модуляция, период которой уменьшается при возрастании угла α . Таким образом, постулированные линейные изменения тока глобальной электрической цепи во времени приводят к «красному» спектру радиоизлучения, отличному от «белого» спектра источника работы [1].

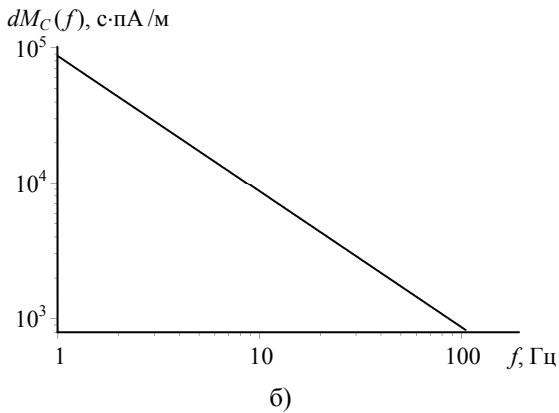
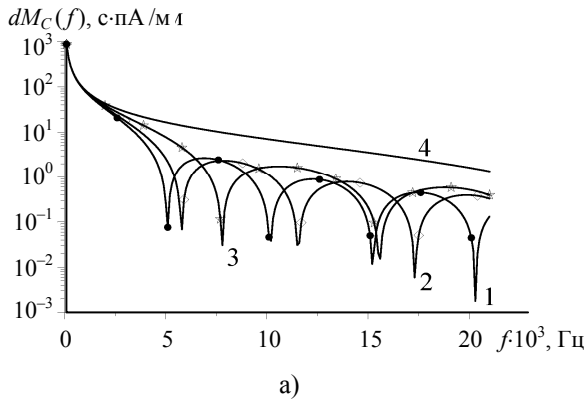


Рис. 4. Амплитудные спектры токовых моментов при $S = 1 \text{ м}^2$, вызванные возмущением глобальной электрической цепи на различных расстояниях от центра возмущения: 1 – $\alpha = 0^\circ$; 2 – $\alpha = 30^\circ$; 3 – $\alpha = 60^\circ$; 4 – $\alpha = 80^\circ$; а) – широкая полоса частот; б) – низкочастотная область

4. Экспоненциальный профиль сопротивления атмосферы. Корректное описание изменений глобальной электрической цепи должно учитывать вертикальный профиль сопротивления атмосферы. Обратимся к экспоненциальному профилю с постоянным высотным масштабом (рис. 5):

$$\rho = \rho_0 \exp\left(\frac{-z}{\zeta}\right). \quad (8)$$

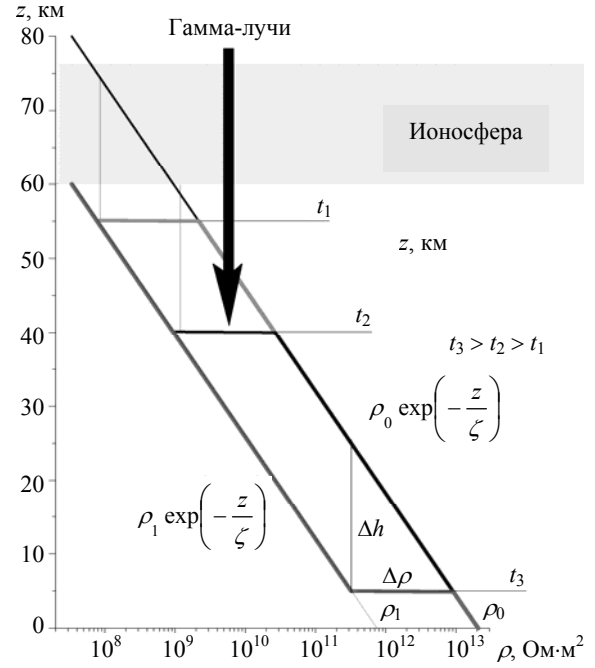


Рис. 5. Возмущение высотного профиля удельного сопротивления воздуха ρ , вызванное приходом гамма-всплеска. Ступенчатое изменение во времени перемещается вниз, пока не достигнет поверхности Земли

Пусть удельное сопротивление столба воздуха сечением 1 м^2 у Земли ($z = 0$) равно $\rho_0 = 0,20833 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, а высотный масштаб $\zeta = 6 \text{ км}$, тогда полное сопротивление столба высотой H есть интеграл

$$R = \int_0^H \rho_0 \exp\left(-\frac{z}{\zeta}\right) dz = \rho_0 \zeta \left[1 - \exp\left(-\frac{H}{\zeta}\right)\right] \cong \rho_0 \zeta. \quad (9)$$

При $H = 60 \text{ км}$ и выбранных параметрах получаем $R = 1,25 \cdot 10^{17} \text{ Ом}\cdot\text{м}^2$, что при потенциале ионосферы в 250 кВ обуславливает экспериментально наблюдаемую плотность тока утечки $2 \text{ пА}/\text{м}^2$. Полное сопротивление промежутка Земля–ионосфера R_\oplus находится делением величины R из (9) на площадь поверхности Земли, откуда получаем $R_\oplus = 243 \text{ Ом}$.

Гамма-лучи повышают проводимость атмосферы и «снижают» хорошо проводящие слои на

высоту Δh . В некоторый момент времени t , отсчитываемый от начала изменений, на регулярном профиле (см. рис. 5), который выглядит как наклонная прямая, появляется «ступенька», вызванная гамма-лучами. Проводимость атмосферы выше «ступеньки» скачком возросла. «Ступенька» во времени движется вниз и за время t проходит путь $L(t) = ct$, достигая высоты $z(t) = H - L(t)$. На рис. 5 показаны профили для трех моментов времени. Полное сопротивление колонны воздуха зависит от времени как

$$R(t) = \int_0^{H-L} \rho_0 \exp\left(\frac{-x}{\zeta}\right) dx + \int_{H-L}^H \rho_1 \exp\left(\frac{-x}{\zeta}\right) dx, \quad (10)$$

где $L = L(t)$; $\rho_1 = \rho_0 \exp(-\Delta h/\zeta)$ – возмущенное сопротивление колонны воздуха у земли.

После интегрирования (10) получаем следующую зависимость от времени:

$$R(t) = \rho_0 \zeta (1 - E_1 - E_2), \quad (11)$$

где $E_1 = \exp[-(H - L)/\zeta][1 - \exp(-\Delta h/\zeta)]$; $E_2 = \exp[-(H + \Delta h/\zeta)]$.

При $t = 0$ $L = 0$, тогда из формулы (11) мы получаем $R = \rho_0 \zeta$. При $t = \tau_\alpha$ $L = H$ и $R = \rho_1 \zeta$.

Ток и момент тока этой колонны составят

$$j(t) = \frac{V_{ION}}{R(t)}; \quad (12)$$

$$C_M(t) = H j. \quad (13)$$

На рис. 6 показаны результаты расчетов сопротивления воздуха в поперечном сечении 1 м^2 и связанные с этим изменения тока и момента тока глобальной электрической цепи в одномасштабной экспоненциальной модели. По горизонтальной оси отложено время от начала возмущения в микросекундах. Рис. 6, а показывает высоту $z(t)$ в километрах, на которую проникли гамма-лучи. Рис. 6, б демонстрирует, как изменяется полное сопротивление столба воздуха сечением 1 м^2 . Рис. 6, в показывает, как изменяется во времени ток утечки ионосферы: он возрастает от невозмущенного значения 2 до 11 пА. График рис. 6, г показывает приращение токового момента этого же столба. Он изменяется от 0,12 до 0,66 мкА/м.

Как видно, учет экспоненциального профиля проводимости приводит к более резкому изменению тока и токового момента «параметрического» источника поля, чем это постулировалось в линейной модели. Важно отметить ключевую роль последних километров пути, пройденного в атмосфере ионизирующим излучением (сравнить с работами [4, 5]). Очевидно, что в расчетах радиоизлучения на высоких частотах необходимо использовать точный профиль погонного сопро-

тивления тропосферы и тропопаузы. Модификации в более высоких слоях мало влияют на полный ток и токовый момент, а значит, и на радиоизлучение, поэтому в моделировании можно ограничиться одномасштабной экспоненциальной моделью. Так мы приходим к выводу о том, что гамма-лучи порождают параметрическое радиоизлучение из «электросферы» – области высот вблизи тропопаузы. Именно здесь сосредоточена основная часть сопротивления воздушной колонны, которая регулирует ток параметрического источника.

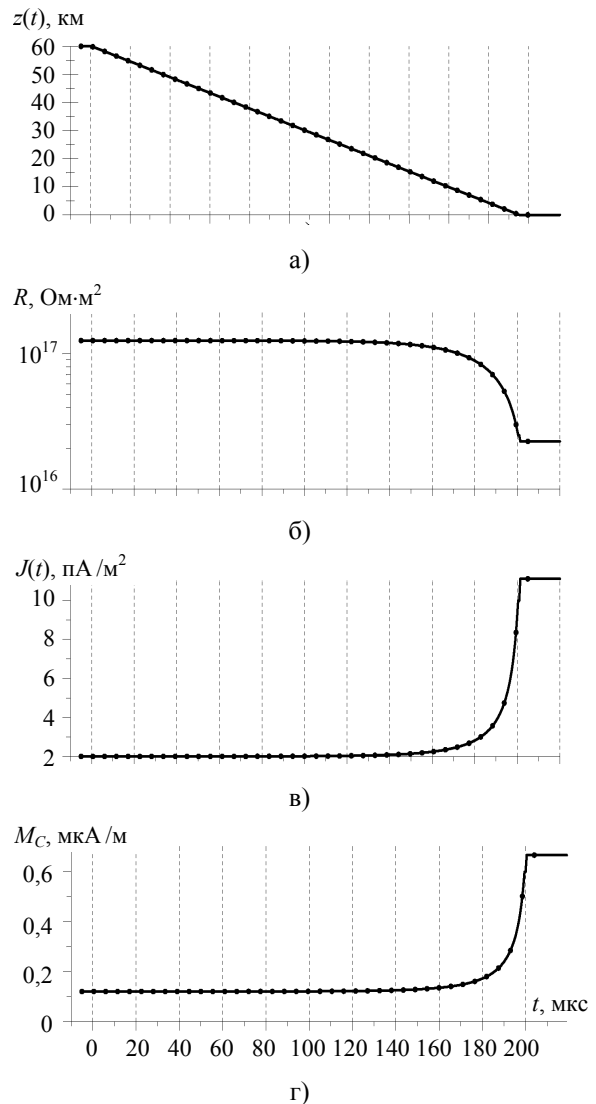


Рис. 6. Временные изменения глобальной токовой цепи, вызванные проникновением ионизирующего гамма-излучения в атмосферу

На частотах шумановского резонанса изменения на временных масштабах в десятки микросекунд можно считать мгновенными. Чтобы показать справедливость этого утверждения, оценим спектральные плотности трех процессов.

Первый из них – это мгновенное изменение

$$u(t) = \begin{cases} 0 & \text{при } t < 0, \\ 1 & \text{при } t > 0. \end{cases} \quad (14)$$

Его фурье-преобразование равно

$$u(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} u(t) \exp(-i\omega t) dt = \frac{1}{i\omega}. \quad (15)$$

Второй процесс – это линейное нарастание

$$u(t) = \begin{cases} 0 & \text{при } t < 0, \\ t/\tau & \text{при } 0 \leq t \leq \tau, \\ 1 & \text{при } t > \tau. \end{cases} \quad (16)$$

Его спектр равен

$$u_2(\omega) = \frac{1}{\omega^2 \tau} [\exp(-i\omega \tau) - 1]. \quad (17)$$

Третий процесс – это нарастание по квадратичному закону

$$u(t) = \begin{cases} 0 & \text{при } t < 0, \\ (t/\tau)^2 & \text{при } 0 \leq t \leq \tau, \\ 1 & \text{при } t > \tau. \end{cases} \quad (18)$$

Его фурье-преобразование равно

$$u_3(\omega) = \frac{2}{\omega^2 \tau} \left[\exp(-i\omega \tau) + \frac{\exp(-i\omega \tau)}{i\omega \tau} - \frac{1}{i\omega \tau} \right]. \quad (19)$$

Легко убедиться, что все три спектра на низких частотах $\omega \tau \ll 1$ совпадают с выражением (15). Существенной оказывается только величина скачка токового момента, а спектральную плотность можно считать обратно пропорциональной частоте

$$C_M(f) = \frac{\Delta j H}{i\omega} \exp(-i\omega \tau_d), \quad (20)$$

где $\tau_d = \frac{a}{c} (1 - \cos \alpha)$.

Таким образом, учет изменений погонного сопротивления воздушной колонны приводит не к «белому», а к «красному» спектру радиоизлучения, убывающему с частотой, что отличается от модели источника, использованной в работе [1]. Спектр параметрического источника в новой модели находится из модификации тока утечки воздуха, что позволяет получить более реалистичную амплитуду импульса.

5. Модельный всплеск СНЧ-излучения.

Выяснив основные параметры источника, рассчитаем спектр и волновую форму ожидаемого сигнала подобно тому, как это было сделано в работе [1]. Расчет выполнен для обсерватории Карымшино, Россия (52.8° с.ш., 158.3° в.д.), где в записях 2004 г. был обнаружен СНЧ-всплеск [3]. Использован спектр токового момента (20) при снижении ио-

носферы на 10,2 км, что соответствует шестикратному изменению сопротивления воздуха.

На рис. 7, а показаны амплитудные спектры горизонтальных магнитных компонент поля $H_{\text{СЮ}} = H_Y$ – кривая 1 и $H_{\text{ЗВ}} = H_X$ – кривая 2, а на рис. 7, б – вертикального электрического поля. По горизонтальной оси отложена частота в герцах, а по вертикальным осям показаны спектральные плотности сигнала в мкА/[м(Гц)^{1/2}] и в мВ/[м(Гц)^{1/2}]. Видно, что, как и в работе [1], из-за больших геометрических размеров области, занятой токами источника, эффективно возбуждается только первый мод шумановских резонансных колебаний. Его амплитуда в 6 раз выше, чем в других областях спектра.

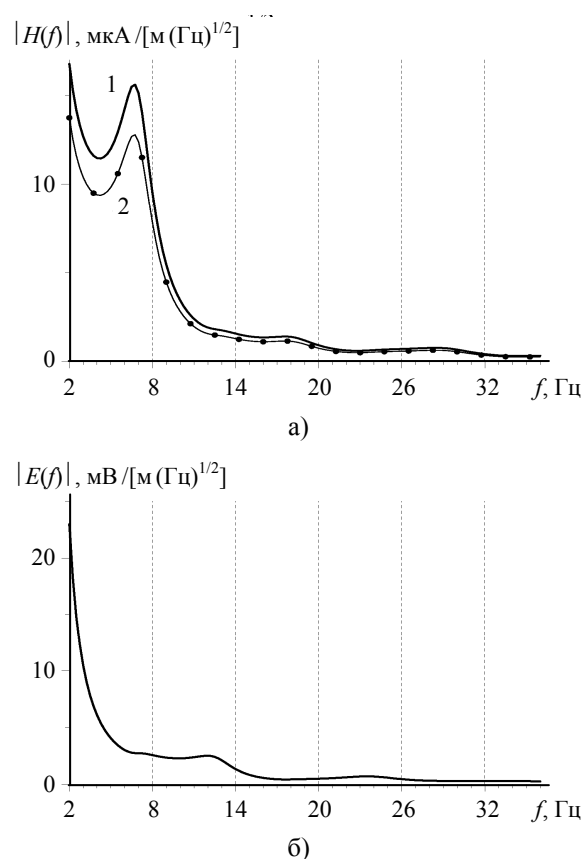


Рис. 7. СНЧ-спектры параметрического импульса в Карымшино: а) – ортогональные магнитные компоненты поля: 1 – H_Y , 2 – H_X ; б) – вертикальное электрическое поле

Применив преобразование Фурье к комплексному спектру, получим временную форму радиоимпульса, показанную на рис. 8. Она показывает, что параметрический СНЧ-всплеск является ярким представителем так называемых «спокойных» всплесков (в англоязычной терминологии *Q-bursts*), они выглядят как затухающая синусоида частоты основного колебания резонатора Земля–ионосфера.

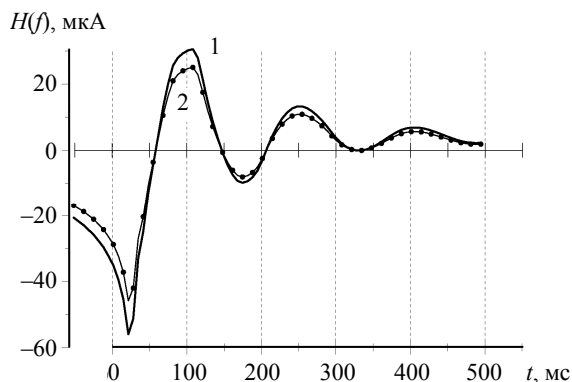


Рис. 8. Ожидаемые волновые формы параметрического СНЧ-импульса в Карымшино: 1 – H_Y ; 2 – H_X

6. Выводы. Расчетная волновая форма СНЧ-всплеска лучше согласуется с наблюдениями прежде всего потому, что в ней отсутствует «высокочастотная» 60-Гц составляющая. Амплитуда колебаний, полученная для снижения профиля на $\Delta h = 10,2$ км и соответствующего скачка плотности тока $\Delta j = 9$ пА/м², оказалась близкой к экспериментальной. Расчетный сигнал изменяется от -60 до $+30$ мкА/м, и для того, чтобы получить наблюдавшиеся ± 6 мкА/м, необходимо уменьшить Δh до 4 км. Такое снижение оправдано физически, поскольку речь идет о профиле проводимости в области тропопаузы (высоты 15...20 км), а использованное в расчетах 10-км смещение, вытекающее из опубликованных СДВ-наблюдений, представляется чрезмерным.

Оценки показали, что начало параметрического импульса задержано на время распространения гамма-лучей от ионосферы до электросферы на величину около 150 мкс или несколько больше. Отсюда следует, что наблюдаемый СНЧ-всплеск запаздывает по сравнению с началом изменений ионосферы на СДВ-радиотрассах, что противоречит наблюдательным данным [3].

Объяснение состоит в том, что мы предполагали одинаковую модификацию на разных высотах. Такое представление идеализировано, поскольку атмосфера разных высот чувствительна к различным частям спектра ионизирующего излучения. В частности, рентгеновские и гамма-кванты создают плазму верхней ионосферы вплоть до максимума области F . Озоновый слой, напротив, создается длинноволновой частью ультрафиолетового излучения Солнца, которое относительно свободно проходит через верхнюю атмосферу.

Ранее мы отмечали, что параметрическое излучение приурочено к высотам тропопаузы. Именно поэтому можно применять простую одномасштабную модель профиля. Очевидно, что параметрический импульс усилится, если в спектре ионизирующего излучения имеется область, к

которой чувствительна атмосфера указанных высот. Вероятнее всего, это некая длинноволновая часть ультрафиолетового спектра.

Модификация токов глобальной электрической цепи и наблюдательные факты должны зависеть от спектрального состава вспышки в диапазоне от ближнего ультрафиолета до гамма-квантов. Если весь спектр ионизирующего излучения приходит одновременно, то СНЧ-импульс должен отставать от начала модификации ионосферы. Но если жесткому излучению предшествует мягкое, то запаздывание может смениться опережением, как это наблюдается в записях обсерватории Карымшино [3].

Для современных моделей источников гамма-всплесков (*SGR – soft gamma repeaters*) такой сценарий излучения представляется вполне естественным. Считается, что гамма-вспышки возникают из-за резкой аккреции вещества периферии на центральное тело звездной системы, на так называемый магнетар – увеличенный аналог нейтронной звезды или черная дыра. Естественно, что жесткие гамма-лучи будут предвещаться более мягким излучением из-за нарастания количества выпадающего вещества. Мягкие лучи могут пройти незамеченными или оказаться слишком слабыми для космических рентгеновских и гамма-обсерваторий. В то же время это мягкое излучение, предвестник гамма-вспышки, способно изменить проводимость воздуха в окрестности тропопаузы и породить «упреждающий» СНЧ-всплеск. Возможно, что опережение, отмеченное в записях Карымшино [3], свидетельствует о развитии аккреции вещества на магнетар, в результате чего сформировался гамма-всплеск, который отправился в космос вслед за предвестником.

Перечислим основные результаты работы:

- В модели модификации тока глобальной электрической цепи с экспоненциальным профилем сопротивления атмосферы дискретный импульс радиоизлучения формируется областью высот вблизи тропопаузы.
- Спектральная плотность токового момента параметрического источника в области частот глобального электромагнитного резонанса обратно пропорциональна частоте.
- Спектр параметрического источника и планетарный размер области, занятой возмущением тока, обуславливают доминирование первого шумановского резонанса в электромагнитном импульсе.

1. Николаенко А. П. Параметрическое возбуждение сверхнизкочастотного радиоимпульса всплеском внегалактического гамма-излучения 27 декабря 2004 г. / А. П. Николаенко // Изв. вузов. Радиофизика. – 2010. – 53, № 4. – С. 235–245.

2. *Воздействие* гамма-всплеска на шумановский резонанс / А. П. Николаенко, И. Г. Кудинцева, О. Печеная и др. // Изв. вузов. Радиофизика. – 2010. – 53, № 9–10. – С. 542–556.
3. *Николаенко А. П.* Экспериментальное обнаружение импульса СНЧ радиоизлучения связанного с внегалактической гамма-вспышкой 27 декабря 2004 г. / А. П. Николаенко, А. Ю. Щекотов // Изв. вузов. Радиофизика. – 2011. – 54, № 1. – С. 1–10.
4. *Rycroft M. J.* The global atmospheric electric circuit, solar activity and climate change / M. J. Rycroft, S. Israelsson, C. Price // J. of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. – 2000. – 62, iss. 17–18. – P. 1563–1576.
5. *New model simulations of the global atmospheric electric circuit driven by thunderstorms and electrified shower clouds: The roles of lightning and sprites / M. J. Rycroft, A. Odzimek, N. F. Arnold et al. // J. of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. – 2007. – 69, iss. 17–18. – P. 2485–2509.*
6. *Massive disturbance of the daytime lower ionosphere by the giant γ -ray flare from magnetar SGR 1806–20 / U. S. Inan, N. G. Lehtinen, R. C. Moore et al. // Geophys. Res. Lett. – 2007. – 34. – L08103.*

A. P. Nickolaenko

PARAMETRIC SOURCE OF ELF BURSTS

Changes are addressed in the global electric circuit that were caused by arrival of giant gamma burst from SGR 1806-20 to the dayside of the globe. Properties of relevant parametric source depend on the structure of the global electric circuit. We consider formation of discrete radio pulse in the framework of realistic

exponential model profile of air resistance. We show that the air slab around the tropopause plays the crucial role in pulse formation. Spectral density radiated is inversely proportional to the frequency. Waveforms of parametric pulse caused by arrival of the gamma burst have been computed.

Key words: Earth–ionosphere cavity, global electric circuit, Schumann resonance, ELF bursts, gamma burst.

О. П. Ніколаєнко

ПАРАМЕТРИЧНЕ ДЖЕРЕЛО СПЛЕСКІВ ННЧ-ВИПРОМІНЮВАННЯ

Розглянуто зміни глобального електричного ланцюга, які пов'язані з появою гігантського спалаху гамма-випромінювання від SGR 1806-20 у денній півкулі Землі. Показано, що параметричне джерело радіовипромінювання, яке виникає при цьому, залежить від будови глобального електричного ланцюга. Розглянуто формування дискретного радіоімпульсу в реалістичній моделі експоненціального профілю опору атмосфери. Показано, що вирішальну роль відіграє область висот поблизу тропопаузи. Спектральна щільність випромінювання обернено пропорційна частоті. Розраховано хвильові форми параметричного радіоімпульсу, що пов'язаний з появою гамма-сплеску.

Ключові слова: резонатор Земля–іоносфера, глобальний електричний ланцюг, шумановський резонанс, ННЧ-радіоімпульси, гамма-сплеск.

Рукопись поступила 25.02.11 г.