ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXVIII, № 8 *РАДИОФИЗИКА* *1985*

УДК 538.561:523.165

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ КОСМИЧЕСКИХ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ

Л. П. Горбачев, А. Ю. Матрончик

Рассмотрен процесс генерации электромагнитного сигнала, возникающего в результате взаимодействия всплеска космического гамма-излучения с атмосферой Земли. Рассчитаны амплитуда и частота радиосигнала и показана возможность его регистрации на поверхности Земли.

В настоящее время большое внимание уделяется изучению всплесков космического гамма-излучения. В последнем обзоре на эту тему [1] представлены основные наблюдательные характеристики гамма-всплесков и современное состояние теории этого астрофизического явления. Всплески космического гамма-излучения имеют следующие параметры: длительность от 0,05 до 100 *с*, поток энергии до 10^{-3} *эрг/см*^{2}, энергия отдельных гамма-квантов от 1 *кэВ* до 10 *МэВ*. Средняя частота регистрации гамма-всплесков достигает 0,4 события за сутки. Природу гамма-всплесков обычно связывают с активными процессами внутри или в магнитосфере вращающихся нейтронных звезд с магнитными полями на поверхности порядка 10^{12}—10^{13} *Гс*.

Космическое гамма-излучение (в указанном выше энергетическом диапазоне) не может быть зарегистрировано наземными приборами, так как оно интенсивно поглощается верхними слоями атмосферы. Поэтому изучение гамма-всплесков ведется с помощью детекторов, которые располагают на космических аппаратах. Между тем хорошо известно, что мощные потоки гамма-квантов с энергией около 1 *МэВ*, распространяющиеся на больших высотах в атмосфере Земли, генерируют радиосигналы высокой напряженности, которые регистрируются на поверхности Земли [2, 3].

Целью данной работы является оценка амплитуды и частоты радиосигналов, создаваемых такими маломощными нестационарными источниками гамма-квантов, какими являются всплески космического гамма-излучения. Механизм радиационного возбуждения электромагнитного сигнала заключается в следующем [2–5]. В верхних слоях атмосферы гамма-кванты рассеиваются на молекулах воздуха и образуют ток комптоновских электронов, первоначально направленный по потоку гамма-излучения. Затем комптоновские электроны закручиваются вокруг силовых линий геомагнитного поля, в результате чего образуются поперечные электрические токи. Эти поперечные токи непосредственно генерируют поперечные электромагнитные поля, которые распространяются к поверхности Земли.

Перейдем к описанию геометрии задачи. Начало координат выберем в месте приема радиосигнала на поверхности Земли (точка O). Так как токи, создающие радиосигнал в точке O, ограничены сравнительно небольшой областью атмосферы, то реальную геометрию можно упростить, допустив, что геомагнитное поле в этой области однородно и поверхность Земли плоская. Тогда примем декартову систему координат, в которой ось z направлена в местный зенит, ось x — к южному магнитному полюсу. Геомагнитное поле в этой системе координат имеет компоненты: $B_x = -B_0 \cos\Phi$, $B_z = -2B_0 \sin\Phi$, где Φ — геомагнитная широта точки O ($-\pi/2 \leqslant \Phi \leqslant \pi/2$), $B_0=0{,}312$ *Гс*. Без ограничения общности будем считать, что космическое гамма-излучение падает на атмосферу Земли вдоль оси z. Угол между направлением потока гамма-квантов и геомагнитным полем $\theta = \operatorname{arctg}(0{,}5 \operatorname{ctg}\Phi)$.

Расчет комптоновских токов для такой задачи выполнен в [2]. Элементарное рассмотрение, основанное на суммировании в заданной точке пространства и времени вкладов всех электронов, образовавшихся ранее в соответствующих точках и в определенные моменты времени, дает

$$j_z(z,\tau) = e\frac{v_0}{\omega}\, g(z)\, \frac{1}{1+\alpha^2} \int_0^\rho d\rho' \varphi(\tau-\tau')\,(\alpha^2+\cos\rho'),$$

$$j_y(z,\tau) = -e\frac{v_0}{\omega}\, g(z)\, \frac{1}{\sqrt{1+\alpha^2}} \int_0^\rho d\rho' \varphi(\tau-\tau')\sin\rho', \tag{1}$$

$$j_x(z,\tau) = e\frac{v_0}{\omega}\, g(z)\, \frac{\alpha}{1+\alpha^2} \int_0^\rho d\rho' \varphi(\tau-\tau')\,(1-\cos\rho'),$$

$$\tau' = \frac{(1+(1-\beta)\alpha^2)\rho' - \beta\sin\rho'}{\omega(1+\alpha^2)}, \quad \tau = \frac{(1+(1-\beta)\alpha^2)\rho - \beta\sin\rho}{\omega(1+\alpha^2)},$$

где $\omega = ec\sqrt{B_x^2+B_z^2}/\varepsilon_\text{к}$ — циклотронная частота, e — заряд, $\varepsilon_\text{к}$ — энергия комптоновского электрона, c—скорость света, $\tau = t + (z - z_3)/c$— местное время ($\tau=0$ соответствует фронту гамма-всплеска), z_3—высота нижней границы ионосферы Земли, $v_0=\beta c$ — вертикальная составляющая начальной скорости комптоновского электрона, причем коэффициент $0<\beta<1$ зависит от энергии падающего гамма-кванта, $\alpha = 2\operatorname{tg}\Phi$, $g(z)$ и $\varphi(\tau)$ — пространственная и временная части источника комптоновских электронов $Q=g(z)\varphi(\tau)$, причем $\int_0^\infty \varphi(\tau)d\tau = 1$.

При выводе выражений (1) использовалось то обстоятельство, что размеры области движения комптоновского электрона, ограниченные его циклотронным радиусом (около 100 *м* в геомагнитном поле), много меньше масштаба неоднородности атмосферы (приблизительно 7 *км*).

Для того, чтобы учесть убыль комптоновских электронов, затраченных на ионизацию молекул воздуха, можно ввести характерное время этого процесса [4] $\varkappa = \varkappa_0(\varepsilon_\text{к})/\Delta(z)$, где $\Delta(z)$ — отношение плотности воздуха на высоте z к плотности воздуха на уровне моря, $\varkappa_0(\varepsilon_\text{к})$ — время жизни комтоновского электрона с энергией $\varepsilon_\text{к}$ на уровне моря. Очевидно, что тогда выражения (1) примут следующий вид:

$$j_z(z,\tau) = e\frac{v_0}{\omega}\, g(z)\, \frac{1}{1+\alpha^2} \int_0^\rho d\rho' \varphi(\tau-\tau')\,(\alpha^2+\cos\rho')\exp(-\rho'/\omega\varkappa),$$

$$j_y(z,\tau) = -e\frac{v_0}{\omega}\, g(z)\, \frac{1}{\sqrt{1+\alpha^2}} \int_0^\rho d\rho' \varphi(\tau-\tau')\sin\rho' \exp(-\rho'/\omega\varkappa),$$

$$j_x(z,\tau) = e\frac{v_0}{\omega} g(z) \frac{\alpha}{1+\alpha^2} \int_0^{\rho} d\rho' \varphi(\tau-\tau')(1-\cos\rho')\exp(-\rho'/\omega\varkappa),$$

$$\tau' = \frac{(1+(1-\beta)\alpha^2)\rho' - \beta\sin\rho'}{\omega(1+\alpha^2)}, \quad \tau = \frac{(1+(1-\beta)\alpha^2)\rho - \beta\sin\rho}{\omega(1+\alpha^2)}. \tag{2}$$

Эти выражения для токов можно получить более строгим способом с использованием кинетического уравнения, предложенного в [5]. Отметим, что в частном случае, когда плоскость движения электрона перпендикулярна геомагнитному полю ($\alpha=0$), полученные временные зависимости токов совпадают с результатами [4].

Перейдем к решению электродинамической части задачи. Пренебрегая для маломощного источника гамма-квантов проводимостью воздуха [6], запишем уравнения для продольного E_z и поперечных E_y, E_x электрических полей:

$$\frac{\partial E_z}{\partial\tau} = -4\pi j_z, \quad \frac{\partial^2 E_{y,x}}{\partial z^2} + \frac{2}{c}\frac{\partial^2 E_{y,x}}{\partial z\partial\tau} = \frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial j_{y,x}}{\partial\tau}. \tag{3}$$

Так как перед фронтом потока гамма-квантов электромагнитные поля отсутствуют, E_z, E_y, $E_x=0$ при $\tau=0$. На нижней границе ионосферы справедливо граничное условие $E_{y,x}(z=z_3)=0$. Первое уравнение системы (3) записано для продольного электрического поля, которое существует только в верхних слоях атмосферы в зоне комптоновских токов, и поэтому не представляет интереса для регистрации на поверхности Земли. Следующие два уравнения (3) описывают поперечные электрические поля электромагнитной волны. Решение этих уравнений с начальными и граничными условиями можно представить в виде

$$E_{y,x}(z,\tau) = -\frac{2\pi}{c}\int_z^{z_3} dz' j_{y,x}(z',\tau) - \pi\int_0^{\tau} d\tau' j_{y,x}\left(z+\frac{c}{2}(\tau'-\tau),\tau'\right) + \pi\int_0^{\tau} d\tau' j_{y,x}\left(z_3+\frac{c}{2}(\tau'-\tau),\tau'\right). \tag{4}$$

Таким образом излучаемый электромагнитный сигнал состоит из двух частей. Первая часть описывается первым членом выражения (4) и представляет собой когерентное электромагнитное излучение, которое возникает в один и тот же момент местного времени τ на разных высотах $z\leqslant z'\leqslant z_3$ и распространяется совместно с потоком гамма-квантов вниз к поверхности Земли. Второй и третий члены (4) определяют некогерентную часть электромагнитного излучения: второй член описывает волну, распространяющуюся вверх от поверхности Земли, третий — описывает ту же волну, отраженную от нижней границы ионосферы.

На поверхности Земли $z=0$ будет регистрироваться следующий электромагнитный сигнал:

$$E_{y,x}(\tau) = -\frac{2\pi}{c}\int_0^{z_3} dz' j_{y,x}(z',\tau) + \pi\int_0^{\tau} d\tau' j_{y,x}\left(z_3+\frac{c}{2}(\tau'-\tau),\tau'\right), \tag{5}$$

причем значения $j_{y,x}(z,\tau)$ приведены в (2).

Из изложенного выше следует, что нестационарный поток гамма-квантов генерирует в атмосфере Земли электромагнитное излучение магнитотормозного типа, что согласуется с [3].

Используя полученные результаты, можно рассчитать параметры электромагнитного сигнала для конкретного всплеска космического гамма-излучения. Для оценки максимального эффекта возьмем наиболее мощный гамма-всплеск, зарегистрированный 5 марта 1979 года несколькими космическими аппаратами. Воспользуемся информацией, полученной с помощью детектора, установленного на зонде «Гелиос-2» [7]. Гамма-всплеск имел очень резкий фронт длительностью $\tau_0 \approx 100$ *мс* и максимальную пиковую интенсивность счета $P=2\cdot 10^4$ импульсов в секунду. После фронта гамма-излучения следовали пульсации рентгеновского излучения с интенсивностью счета на два порядка ниже. Поэтому временную зависимость интенсивности гамма-излучения аппроксимируем ступенькой:

$$\varphi(\tau)=\begin{cases}\varphi_0, & 0\leqslant\tau\leqslant\tau_0,\\ 0, & \tau<0,\ \tau>\tau_0\end{cases} \tag{6}$$

причем $\varphi_0=10\ c^{-1}$, $\varphi_0\tau_0=1$.

Функцию $g(z)$, учитывающую изменение интенсивности поглощения гамма-излучения с высотой z, запишем в виде

$$g(z)=\frac{P\tau_0}{\lambda S}\Delta(z)\exp\left\{-\frac{1}{\lambda}\int\limits_{z}^{z_3}dz'\,\Delta(z')\right\}, \tag{7}$$

где λ — длина пробега гамма-кванта в воздухе на уровне моря, $S=11{,}3$ *см*^{2} — площадь детектора на зонде «Гелиос-2».

Изменение относительной плотности воздуха с высотой над поверхностью Земли описываем с помощью модели атмосферы Земли, приведенной в [8]:

$$\Delta(z)=\begin{cases}1{,}92\exp(-z/z_{02}), & z_2<z\leqslant z_3\\ 1{,}48\exp(-z/z_{01}), & z_1\leqslant z\leqslant z_2\end{cases}, \tag{8}$$

$z_{01}=6{,}49$ *км*, $z_{02}=6{,}67$ *км*, $z_1=11$ *км*, $z_2=47$ *км*, $z_3=100$ *км*.

Отметим, что ниже высоты $z_1=11$ *км* космические гамма-кванты практически не проникают, а на высотах выше $z_3=100$ *км* распространяются без поглощения средой. Для оценочных расчетов будем полагать, что все гамма-кванты из фронта всплеска 5 марта 1979 года имели одинаковую энергию 2 *МэВ*. Тогда комптоновским электронам передавалась энергия около 1 *МэВ* и средний косинус угла вылета комптоновского электрона составлял 0,9.Поэтому коэффициент $\beta=0{,}93$, длина пробега гамма-кванта в воздухе $\lambda=250$ *м* [8]. Так как длина пробега комптоновского электрона ($\varepsilon_к=1{,}5$ *МэВ*) на уровне моря равняется 4 *м* [4], то его время жизни приблизительно равно $\varkappa_0=1{,}4\cdot 10^{-8}$ *с*.

Теперь, пренебрегая вторым членом в выражении (5), т. е. не учитывая слабого отраженного от ионосферы сигнала, рассчитываем максимальную напряженность электрического поля E_y на поверхности Земли. Подставляя (2), (6)—(8) в (5), легко получить

$$E_y/E_{y0}=\exp(z_{02}\Delta_3/\lambda)\{\sin\rho[F_1(\Delta_2,z_{02}/\lambda+\mu)-F_1(\Delta_3,z_{02}/\lambda+\mu)]+$$
$$+\cos\rho[F_2(\Delta_3,z_{02}/\lambda+\mu)-F_2(\Delta_2,z_{02}/\lambda+\mu)]+F_2(\Delta_2,z_{02}/\lambda)-$$
$$-F_2(\Delta_3,z_{02}/\lambda)\}+(z_{01}/z_{02})\exp[\Delta_2(z_{01}-z_{02})/\lambda]\exp(\Delta_3 z_{02}/\lambda)\times$$

$$\times\{\sin\rho[F_1(\Delta_1, z_{01}/\lambda+\mu)-F_1(\Delta_2, z_{01}/\lambda+\mu)]+\cos\rho[F_2(\Delta_2, z_{01}/\lambda+\mu)-$$
$$-F_2(\Delta_1, z_{01}/\lambda+\mu)]+F_2(\Delta_1, z_{01}/\lambda)-F_2(\Delta_2, z_{01}/\lambda)\}, \quad (9)$$

$$\mu=\rho/\omega\varkappa_0, \quad \tau=[(1+(1-\beta)\alpha^2)\rho-\beta\sin\rho]\omega^{-1}(1+\alpha^2)^{-1},$$

где

$$E_{y0}=\frac{2\pi\beta}{\sqrt{1+\alpha^2}}\frac{z_{02}}{\lambda}e\frac{P\varkappa_0}{S}; \quad \Delta_i=\Delta(z_i), \quad i=1,2,3;$$

$$F_1(\xi,\eta)=\int_{\xi}^{\infty}d\xi\frac{\xi\exp(-\eta\xi)}{(\omega\varkappa_0)^2+\xi^2}, \quad F_2(\xi,\eta)=-\omega\varkappa_0\int_{\xi}^{\infty}d\xi\frac{\exp(-\eta\xi)}{(\omega\varkappa_0)^2+\xi^2}.$$

Выражение (9) справедливо при значениях параметра $0\leqslant\rho\leqslant\rho_0$, причем ρ_0 определяется из уравнения

$$(1+\alpha^2)\omega\tau_0=(1+(1-\beta)\alpha^2)\rho_0-\beta\sin\rho_0.$$

Интегралы $F_1(\xi,\eta)$ и $F_2(\xi,\eta)$ сводятся к интегральной показательной функции комплексного аргумента $E_1(x+iy)$ [9]:

$$F_1(\xi,\eta)=\cos(\omega\varkappa_0\eta)\operatorname{Re}E_1[\eta(\xi+i\omega\varkappa_0)]-\sin(\omega\varkappa_0\eta)\operatorname{Im}E_1[\eta(\xi+i\omega\varkappa_0)],$$

$$F_2(\xi,\eta)=\sin(\omega\varkappa_0\eta)\operatorname{Re}E_1[\eta(\xi+i\omega\varkappa_0)]+\cos(\omega\varkappa_0\eta)\operatorname{Im}E_1[\eta(\xi+i\omega\varkappa_0)].$$

Напряженность электрического поля E_y достигает своего максимального значения E_{y*} в момент времени τ_*, соответствующий значению параметра $\rho_*=\pi$.

Положим, что сигнал регистрируется в точке, магнитная широта которой составляет $\Phi=45°$. Тогда циклотронная частота комптоновского электрона равняется $\omega=3\cdot10^6$ *с*$^{-1}$, а параметр $\alpha=2$. При указанных выше значениях коэффициентов, фигурирующих в (9), максимальная напряженность электрического поля

$$E_{y*}=E_{y0}\{F_2(\Delta_2, z_{02}/\lambda+\pi/\omega\varkappa_0)+F_2(\Delta_2, z_{02}/\lambda)-$$
$$-F_2(\Delta_3, z_{02}/\lambda+\pi/\omega\varkappa_0)-F_2(\Delta_3, z_{02}/\lambda)+0{,}97[F_2(\Delta_1, z_{01}/\lambda+\pi/\omega\varkappa_0)+$$
$$+F_2(\Delta_1, z_{01}/\lambda)-F_2(\Delta_2, z_{01}/\lambda+\pi/\omega\varkappa_0)-F_2(\Delta_2, z_{01}/\lambda)]\}$$

достигается в момент времени $\tau_*=2{,}7\cdot10^{-7}$ *с*, причем $E_{y0}=8{,}3\cdot10^{-13}$ ед. СГСЭ ($2{,}5\cdot10^{-8}$ *В/м*). Рассчитав с помощью [9] значения функции $F_2(\xi,\eta)$, окончательно получаем амплитуду сигнала $E_{y*}=6{,}5\cdot10^{-13}$ ед. СГСЭ ($2{,}0\cdot10^{-8}$ *В/м*).

Характерная частота сигнала ν составляет приблизительно $(2\tau_*)^{-1}=1{,}9$ *МГц*. Частотный диапазон электромагнитного сигнала имеет ширину порядка ν. Поэтому спектральную интенсивность излучения оценим по формуле:

$$I_\nu=\frac{c}{4\pi\nu}E_{y*}^2=53\text{ Ян},$$

где 1 *Ян*$=10^{-23}$ *эрг·см*$^{-2}$·*с*$^{-1}$·*Гц*$^{-1}$.

Характерная частота излучения $\nu=1{,}9$ *МГц* существенно меньше критической частоты ионосферы Земли (около 10 *МГц*). Следовательно, радиоизлучение межзвездного электронного газа (космический радиошум) в рассматриваемом частотном диапазоне будет отражаться от ионосферы, в то время как радиосигнал от космического гамма-всплеска генерируется в области высот, лежащих ниже ионосферы

Земли. Таким образом радиосигналы всплесков космического гамма-излучения можно, в принципе, регистрировать на поверхности Земли и выделять их на фоне космического радиоизлучения.

Современные радиотелескопы измеряют космическое радиоизлучение в диапазоне частот выше десятков мегагерц. Чувствительность радиоастрономических антенных систем в этом диапазоне составляет от 10^2 *Ян* в декаметровом диапазоне [10] до 10^{-4} *Ян* в сантиметровом диапазоне [11]. Представляет интерес тот факт, что уже осуществлялся поиск нерегулярного импульсного радиоизлучения, сопровождающего космические гамма-всплески [12]. Наблюдения проводились в метровом, дециметровом и сантиметровом диапазонах с помощью интерферометров с большими базами и не принесли положительных результатов. Верхняя оценка на потоки радиоизлучения, сопровождающие гамма-всплески, составляет 10^4 *Ян*. Исходя из вышеизложенного, можно заключить, что поиск импульсного радиоизлучения, возникающего в результате взаимодействия космических гамма-всплесков с атмосферой Земли, следует вести в диапазоне более длинных радиоволн (дека- и гектометровых).

В заключение отметим одну особенность предложенного метода регистрации гамма-всплесков. Современные детекторы гамма-квантов имеют временное разрешение около миллисекунды [1] и вследствие этого не позволяют детально восстановить временную картину фронта гамма-всплеска. Описанный выше метод позволит улучшить временное разрешение, по крайней мере, до нескольких микросекунд.

ЛИТЕРАТУРА

1. Розенталь И. Л., Усов В. В., Эстулин И. В. — УФН, 1983, **140**, вып. 1, с. 97.
2. Karzas W. J., Latter R. — Phys. Rev., 1965, **137**, № 5B, p. 1369.
3. Longmire C. L. — IEEE Trans., 1978, **AP-26**, № 1, p. 3.
4. Медведев Ю. А., Степанов Б. М., Федорович Г. В. Физика радиационного возбуждения электромагнитных полей.—М: Атомиздат, 1980.
5. Арсенин В. Я., Горбунов В. А., Думова А. А., Загонов В. П Нечаев М. Н.—ЖВМ и МФ, 1982, **22**, № 2, с. 390.
6. Барковский В. Н., Божокин С. В., Бухвалов А. В., Васильев В. Н.— Изв. вузов—Радиофизика, 1982, **25**, № 9, с. 1085.
7. Cline T. L. — Astrophys. J., 1980, **237**, № 1, p. L1.
8. Кухтевич В. И., Машкович В. П. Распространение ионизирующих излучений в воздухе. — М.: Атомиздат, 1979.
9. Абрамовиц М., Стиган И. Справочник по специальным функциям.—М.: Наука, 1979.
10. Бобейко А. Л., Бовкун В. П., Брауде С. Я, Мень А. В., Сергиенко Ю. Ю. — ДАН СССР, 1979, **247**, № 2, с. 333.
11. Железняков В. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, **26**, № 6, с. 647.
12. Прилуцкий О. Ф., Розенталь И. Л., Усов В. В. — УФН, 1975, **116**, вып. 3, с. 517.

Московский инженерно-физический институт

Поступила в редакцию 17 апреля 1984 г.

RADIO-EMISSION OF COSMIC GAMMA-RAY BURSTS

L. P. Gorbachev, A. Yu. Matronchik

A process of electromagnetic signal generation produced as a result of interaction between a gamma-ray burst and the earth atmosphere is studied. Amplitude and frequency of the electromagnetic signal is calculated and possibility of its detection on the earth surface is shown.