

Tom 35, N 11-12

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ИМПУЛЬСНОГО КОСМИЧЕСКОГО ИСТОЧНИКА ПУЧКА РЕНТГЕНОВСКИХ КВАНТОВ С ЭНЕРГИЕЙ 1 кэВ

А. Ю. Матрончик

Рассмотрен процесс генерации электромагнитного сигнала, возникающего в результате взаимодействия космического пучка рентгеновских квантов с атмосферой Земли. Рассчитаны амплитуда и частота радиосигнала и показана возможность его регистрации на поверхности Земли.

Космические взрывы (взрывы галактических ядер, взрывы сверхновых и новых звезд, солнечные вспышки и др.) и врачающиеся нейтронные звезды [1, 2] являются источниками нестационарных потоков космических ионизирующих частиц (космических лучей, нейtronов, гамма-квантов, рентгеновских лучей). Узкий пучок ионизирующих частиц поглощается в плотных слоях атмосферы Земли, причем продольный размер области взаимодействия частиц определяется масштабом неоднородности атмосферы и составляет около 10 км. При этом в результате процессов образования электронно-позитронных пар, комптоновского эффекта, фотоэффекта образуется большое число заряженных частиц, распространяющихся совместно с пучком ионизирующих излучений. Проколдение через атмосферу большого числа заряженных частиц вызывает ряд вторичных физических явлений, которые могут нести информацию о первоначальных параметрах пучка ионизирующих излучений. Здесь речь идет о черенковском излучении, ионизационном свечении воздуха, радиоизлучении [3].

При прохождении через атмосферу заряженные частицы возбуждают атомы азота и кислорода, что приводит к высвечиванию в течение 10^{-8} с квантов в диапазоне длин волн 0,25 - 0,45 мкм. Ионизационное свечение воздуха обладает важной особенностью - оно изотропно и поэтому может регистрироваться на больших расстояниях от оси пучка.

Большое число заряженных частиц в пучке приводит к возникновению его радиоизлучения. Возможны различные механизмы генерации излучения пучка в радиодиапазоне [3]: черенковское

излучение избытка отрицательного заряда, черенковское излучение электрического дипольного момента, магнитотормозное излучение заряженных частиц, классическое излучение электрического дипольного момента.

Задача о возбуждении электромагнитных полей от точечного изотропного космического источника гамма-квантов исследовалась в работе [4] в рамках квазитрехмерной постановки.

Необходимо отметить, что радиоизлучение, так же как и ионизационное свечение воздуха, можно обнаруживать на больших расстояниях от оси пучка, что имеет важное прикладное значение в разработке новых методов регистрации пучков ионизирующих частиц в атмосфере Земли. В данной работе рассматривается возможность наземной регистрации радиосигнала, возникающего при взаимодействии рентгеновских квантов от резко анизотропного точечного космического источника с энергией около 1 кэВ с верхними слоями атмосферы Земли. Структура электромагнитных полей исследуется в высокочастотном малоугловом приближении в трехмерной постановке задачи.

Будем полагать, что источник рентгеновских квантов находится на высотах выше 100 км над поверхностью Земли. Его излучение имеет следующие параметры [5]: длина волны около 14 Å, длительность индуцированного излучения $\tau \approx 10^{-9}$ с, энергия порядка 100 кДж, угловая расходимость рентгеновского пучка составляет $\Delta\Omega \sim 10^{-8}$ ср.

Согласно [6] угловое распределение излучения имеет резко анизотропный характер, причем его большая часть сосредоточена в пределах углов $\theta < \theta_0$ ($\theta_0 \approx \sqrt{\Delta\Omega}$), где угол θ отсчитывается от оси пучка. Интенсивность излучения при $\theta = 3\theta_0$ более чем на порядок меньше максимальной и с ростом угла θ быстро убывает.

В дальнейшем будем рассматривать пучок рентгеновских лучей с энергией отдельных квантов $E_x = 1$ кэВ, который распространяется вертикально вниз к поверхности Земли. Длина пробега таких квантов в воздухе на уровне моря составляет $\lambda_x = 0,225$ см. Поэтому рентгеновское излучение поглощается на высоте 84 км (рис. 1) в слое воздуха, толщина которого равна характерному масштабу неоднородности атмосферы на этой высоте $x_{max} = 5,7$ км. Будем считать, что рентгеновские кванты поглощаются только внутри слоя с объемом $\pi r^2 \Delta\Omega x_{max}$, причем их плотность g распределена равномерно (плотность молекул на высоте 84 км около 10^{14} см⁻³):

$$g = \frac{N_x}{2\pi r^2 \Delta\Omega x_{max}} \approx \frac{1,7 \cdot 10^{12}}{r^2 [\text{км}]} [\text{см}^{-3}],$$

где $N_x = 6,3 \cdot 10^{20}$ - число квантов для энергии 100 кДж, коэффициент 2 в знаменателе учитывает, что вертикально вниз излучается примерно половина квантов, r - расстояние от источника до слоя поглощения.

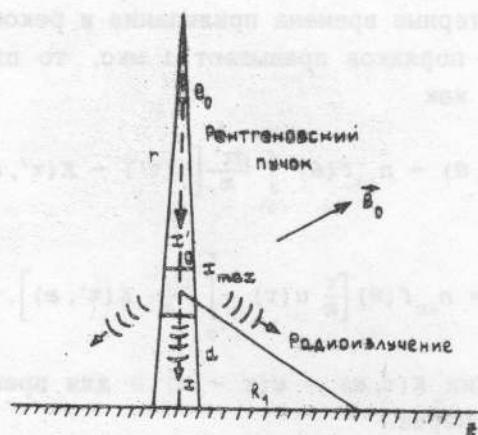


Рис. 1.

Фотоэлектроны, создаваемые рентгеновскими лучами, на высоте 84 км имеют время жизни $\alpha = 7 \cdot 10^{-8}$ с, в течение которого образуются вторичные электроны со средней энергией около 33 эВ и соответственно плотностью $n_{e0} [\text{см}^{-3}] = 5,2 \cdot 10^{13} / r^2 [\text{км}]$ (максимальная естественная электронная плотность на высоте 84 км составляет $3 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$).

Для расчета тока фотоэлектронов в геомагнитном поле воспользуемся результатами [7]. Для времени $\tau > 10^{-9}$ с ($\tau = t - x/c$ - местное время) временной ход рентгеновского импульса описываем δ -функцией. Тогда, вследствие малости скорости фотоэлектронов ($\beta = v_x/c = 0,06$), на расстояниях $0 \leq x \leq x_{\max}$ токи j_{0x}, j_{0y}, j_{0z} имеют следующий упрощенный вид:

$$j_{0x}(\tau, \theta) = -ev_x \cos \theta_x \frac{g}{1+\alpha^2} (\alpha^2 + \cos \omega_c \tau) [u(\tau) - K(\tau, \alpha)] f(\theta),$$

$$j_{0y}(\tau, \theta) = -ev_x \cos \theta_x \frac{g}{(1+\alpha^2)^{1/2}} \sin \omega_c \tau [u(\tau) - K(\tau, \alpha)] f(\theta), \quad (1)$$

$$j_{0z}(\tau, \theta) = -ev_x \cos \theta_x \frac{g\alpha}{1+\alpha^2} (1 - \cos \omega_c \tau) [u(\tau) - K(\tau, \alpha)] f(\theta).$$

Здесь $f(\theta)$ - функция углового распределения рентгеновского излучения, $u(\tau)$ - единичная функция, функция $K(\tau, \alpha)$ описывает

уменьшение числа фотоэлектронов со временем, точка $x = 0$ соответствует высоте 87 км, $\cos \theta_x = 0,05$ — средний косинус угла вылета фотоэлектронов, циклотронная частота ω_c фотоэлектронов в зависимости от геомагнитной широты источника заключена в пределах $5,5 \cdot 10^6 \leq \omega_c, \text{ с}^{-1} \leq 1,1 \cdot 10^7$, $\alpha = 2 \operatorname{tg} \Phi$, Φ — геомагнитная широта.

Так как характерные времена прилипания и рекомбинации вторичных электронов намного порядков превышают 1 мкс, то плотность вторичных электронов зададим как

$$\begin{aligned} n_e(\tau, \theta) &= n_{e0} f(\theta) \int_0^\tau \frac{d\tau'}{\alpha} [u(\tau') - K(\tau', \alpha)] = \\ &= n_{e0} f(\theta) \left[\frac{\tau}{\alpha} u(\tau) - \int_0^\tau \frac{d\tau'}{\alpha} K(\tau', \alpha) \right]. \end{aligned} \quad (2)$$

В первом приближении $K(\tau, \alpha) = u(\tau - \alpha)$ и для времен $\alpha < \tau < 10^{-6}$ с плотность n_e стационарна.

Пренебрегая пространственной дисперсией, общий ток, включающий ток фотоэлектронов и ток слабоионизованной плазмы, запишем как

$$j(\tau) = j_0(\tau) + \frac{e^2}{m_e} \int_0^\tau d\tau' \exp[-\nu_e(\tau-\tau')] \vec{E}(\tau') n_e(\tau'), \quad (3)$$

где частота столкновений электронов (энергии около 10 эВ) с нейтральными молекулами имеет в слое от 0 до x_{\max} постоянное среднее значение $\nu_e = 3,2 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ [8].

В выражении (3) не учитывается геомагнитное поле \vec{B}_0 , так как степень его влияния на ток вторичных электронов составляет величину ω/ω [1], которая для частоты электрического поля $\omega \approx 10^9$ Гц равна 10^{-2} .

Для расчета электромагнитных полей наряду с декартовой системой координат (x, y, z) введем с центром в источнике сферическую систему координат (x', θ, φ) , в которой система уравнений Максвелла такова:

$$-\Delta \vec{B} - \frac{4\pi}{c} \operatorname{rot} \vec{j} + \frac{2}{c} \frac{\partial}{\partial \tau} \left\{ \frac{1}{x'} \frac{\partial}{\partial x'} (x' \vec{B}) + \frac{2\pi}{c} [\vec{e}_{x'}, \vec{j}] \right\} = 0, \quad (4)$$

$$-\Delta \frac{\partial \vec{E}}{\partial \tau} + \frac{4\pi}{c} \nabla \frac{\partial j_{x'}}{\partial \tau} - 4\pi \nabla \operatorname{div} \vec{j} + \frac{4\pi}{c} \vec{e}_{x'} \operatorname{div} \frac{\partial \vec{j}}{\partial \tau} +$$

$$+ \frac{2}{c} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left\{ \frac{1}{x'} \frac{\partial}{\partial x'} (x' \vec{E}) + \frac{2\pi}{c} \left[j - \vec{e}_{x'} \cdot \vec{j}_{x'} \right] \right\} = 0,$$

причем ось \vec{e}_x , направлена вертикально вниз, $x' = x + r$. Общий ток j существует на расстояниях $r \leq x' \leq r + x_{\max}$.

Характерный продольный масштаб изменения токов и полей в уравнениях (4) составляет $l_{||} = x_{\max} = 5,7$ км. Оценка временного масштаба дает $ct \approx c \tau \approx 0,02$ км. Тогда уравнения (4) в высокочастотном ($ct \ll l_{||}$) малоугловом ($\theta \ll 1$) приближении при помощи несложных преобразований с использованием уравнений для дивергенций электрического и магнитного поля приводятся к трем уравнениям для компонент электрического поля E_x , E_θ и E_φ [9].

Для полученных уравнений справедливы граничные

$$\vec{E} = \vec{B} = 0 \quad \text{при } x = 0,$$

$$E, B < \infty \quad \text{при } \theta = 0$$

и начальные условия

$$\vec{E} = \vec{B} = 0 \quad \text{при } t = 0.$$

Учитывая, что компоненты тока фотоэлектронов имеют вид

$$j_{0\theta}(\theta, \varphi) = j_{0y}(\theta) \cos\varphi + j_{0z}(\theta) \sin\varphi,$$

$$j_{0\varphi}(\theta, \varphi) = -j_{0y}(\theta) \sin\varphi + j_{0z}(\theta) \cos\varphi,$$

записываем компоненты электрического поля

$$E_{(x,\theta,\varphi)}(x, \tau, \theta, \varphi) = E_{(x,\theta,\varphi)_0}(x, \tau, \theta) + E_{(x,\theta,\varphi)_1}(x, \tau, \theta) \sin\varphi + \\ + E_{(x,\theta,\varphi)_2}(x, \tau, \theta) \cos\varphi$$

и окончательно имеем три системы уравнений для компонент E_{x_0} и E_{θ_0} ($E_{\varphi_0} = 0$); E_{x_1} , E_{θ_1} и E_{φ_1} ; E_{x_2} , E_{θ_2} и E_{φ_2} .

Решение полученных трех систем уравнений найдем в двух предельных случаях: для широкого пучка рентгеновских квантов, когда поперечный масштаб изменения токов и полей $l_{||} = 3\theta_0 r$ намного превышает временной масштаб $l_{\perp} \gg c\tau$, и для узкого пучка рентгеновских квантов, когда выполняется обратное неравенство $l_{\perp} \ll c\tau$.

Рассмотрим первый случай ($l_1 \gg c\tau$). Характерный поперечный масштаб изменения токов и полей для расстояний $3 \cdot 10^3 < r$ [км] < $< 3 \cdot 10^4$ составляет $l_1 \approx 1 + 10$ км. Тогда в уравнениях, оставляя члены нулевого порядка по малому безразмерному параметру $ctl_{||}/\min\{l_1^2, l_{||}^2\} \approx \approx 10^{-1} + 3 \cdot 10^{-3}$, получим

$$E_{\theta 0} = E_{x1} = E_{x2} = 0, \quad E_{\theta 2} = -E_{\varphi 1}, \quad E_{\theta 1} = E_{\varphi 2},$$

$$\frac{\partial E_{x0}}{\partial \tau} + 4\pi j_{x0} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{1}{x'} \frac{\partial}{\partial x} \left[x' E_{\theta 2, \varphi 2} \right] + \frac{2\pi}{c} j_{\theta 2, \varphi 2} = 0,$$

$E = 0$ при $x = 0$ и при $\tau = 0$.

Подставляя (1), (2) в (3) и (3) в (5), получаем окончательные уравнения для продольного $G(\tau, \theta) = e^{\nu_e \tau} E_{x0}(\tau, \theta)$ и поперечных $F_{y, z}(x, \tau, \theta) = x' e^{\nu_e \tau} E_{\theta 2, \varphi 2}(x, \tau, \theta)$ электрических полей:

$$\frac{\partial^2 G}{\partial \tau^2} - \nu_e \frac{\partial G}{\partial \tau} + \frac{4\pi e^2}{m_e} n_e(\tau) G = -4\pi \frac{\partial}{\partial \tau} (j_{0x} e^{\nu_e \tau}), \quad (6)$$

$$G = \frac{\partial G}{\partial \tau} = 0 \quad \text{при} \quad \tau = 0;$$

$$\frac{\partial^2 F_{y, z}}{\partial \tau \partial x} + \frac{1}{2c} \frac{4\pi e^2}{m_e} n_e(\tau) F_{y, z} = -\frac{2\pi}{c} x' \frac{\partial}{\partial \tau} (j_{0y, z} e^{\nu_e \tau}), \quad (7)$$

$$F(x = 0) = 0, \quad F(\tau = 0) = 0.$$

При этом в плотности вторичных электронов $n_e(\tau)$ функция $K(\tau, \omega) = u(\tau - \omega)$.

Введем плазменную частоту электронов

$$\Omega_e = \sqrt{4\pi e^2 n_{e0} / m_e} \approx \frac{4, 1 \cdot 10^{11}}{r [\text{км}]} [\text{с}^{-1}].$$

Рассмотрим уравнение (6) для продольного поля. При $\tau \leq \omega_c$ правая часть уравнения почти постоянная, так как функции $\cos \omega_c \tau$ и $\sin \omega_c \tau$

медленно меняются со временем τ ($\omega_e \tau < 1$). Поэтому значение тока берем в момент времени $\tau/2$:

$$G(\tau, \theta) = \frac{4}{3} \pi^2 \frac{\partial}{\partial \tau} (j_{ox}(\tau, \theta) e^{-\nu_e \tau}) \Bigg|_{\tau = \alpha/2} \left(\frac{\alpha/\Omega_e^2}{\varepsilon} \right)^{2/3} [2Gi(\xi) - Hi(\xi)], \quad (8)$$

$$\xi = - (\Omega_e^2/\alpha)^{1/3} \tau,$$

где функции от ξ выражаются через функции Эйри $Ai(\xi)$ и $Bi(\xi)$ [10]:

$$2Gi(\xi) - Hi(\xi) = 3 \left[Ai(\xi) \int_0^\xi Bi(\xi') d\xi' - Bi(\xi) \int_0^\xi Ai(\xi') d\xi' \right].$$

При $\tau \geq \alpha$ уравнение (6) переходит в уравнение свободных колебаний, решение которого при условии, что $2\Omega_e > \nu_e$, имеет вид

$$G(\tau, \theta) = A \exp[(\nu_e/2)\tau] \cos \left(\frac{1}{2} \sqrt{4\Omega_e^2 - \nu_e^2} \tau + B \right),$$

причем константы A и B определяются с помощью сшивки решений при $\tau = \alpha$. Так как для $r \leq 10^4$ км $|\xi(\tau = \alpha)| > 1$, то, используя асимптотическое поведение функций Gi и Hi при больших значениях аргумента, находим A и B ($4\Omega_e^2 \gg \nu_e^2$):

$$G(\tau, \alpha) = \frac{8}{3} \pi^{3/2} \times \quad (9)$$

$$\times \sqrt{\alpha/\Omega_e^3} \frac{\partial}{\partial \tau} (j_{ox} e^{-\nu_e \tau}) \Bigg|_{\tau = \alpha/2} \exp[(\nu_e/2)(\tau - \alpha)] \cos(\Omega_e \tau - \frac{1}{3}\alpha \Omega_e + \frac{\pi}{4}).$$

Проанализируем поведение продольного поля $E_{xo}(\tau, \theta) = e^{-\nu_e \tau} G(\tau, \theta)$ при $10^{-9} \text{ с} \leq \tau \leq 10^{-6} \text{ с}$, $3 \cdot 10^3 \text{ км} \leq r \leq 3 \cdot 10^4 \text{ км}$ и $\theta \leq \theta_0$ ($f(\theta) \approx 1$). Максимальная амплитуда достигается для значений $\tau < \alpha$ и составляет в вольтах на метр примерно $(500/r^{2/3} [\text{км}])$. Если $\tau > \alpha$, то амплитуда спадает по показательному закону с характерным временем $\approx (2\nu_e^{-1}) = 6 \cdot 10^{-8} \text{ с}$. Основная циклическая частота ω при $\tau \leq \alpha$ равна

$\omega [c^{-1}] = 1,6 \cdot 10^{15} \sqrt{\tau_c c / r}$ [км], а при $\tau \geq \infty$ в точности равна плазменной частоте $\omega = \Omega_e$.

Рассмотрим уравнение (7) для поперечных полей. Его общее решение выражается через функцию Бесселя нулевого порядка:

$$F_{y,z}(x, \tau, \theta) = -\frac{2\pi}{c} \int_0^x dx' \int_0^\tau d\tau' (x' + r) \frac{\partial}{\partial \tau'} \left[j_{0y,z}(x', \tau', \theta) e^{\nu_e \tau'} \right] \times$$

$$\times J_0 \left[\left(\frac{2}{c} \frac{4\pi e^2}{m_e} \int_{\tau'}^\tau d\tau'' \int_x^{x'} dx'' n_e(\tau'', \theta) \right)^{1/2} \right].$$

При $\tau \leq \infty$ правая часть уравнения (7) почти не зависит от времени. Поэтому, интегрируя по τ' (значения токов берем в момент $\tau'/2$) и учитывая, что $r \gg x_{\max}$, имеем ($0 \leq x \leq x_{\max}$)

$$F_{y,z}(x, \tau, \theta) = -2\pi \frac{\alpha}{\Omega_e^2} \frac{r}{\tau} \frac{\partial}{\partial \tau} \left[j_{0y,z} e^{\nu_e \tau} \right] \Bigg|_{\tau = \infty/2} \left[1 - \cos(\Omega_e \sqrt{x/c\alpha} \tau) \right]. \quad (10)$$

Если $x > x_{\max}$, то в аргументе косинуса необходимо заменить x на x_{\max} .

При $\tau \gg \infty$ решение определяется функцией Бесселя первого порядка ($0 \leq x \leq x_{\max}$):

$$(11) \quad F_{y,z}(x, \tau, \theta) = -\sqrt{2} \pi \sqrt{x/c\alpha} \frac{r\alpha}{\Omega_e} \frac{\partial}{\partial \tau} \left[j_{0y,z} e^{\nu_e \tau} \right] \Bigg|_{\tau = \infty/2} J_1 \left[\Omega_e \sqrt{\frac{2\tau x}{c}} \right].$$

Если $x > x_{\max}$, то \sqrt{x} необходимо заменить на $\sqrt{x_{\max}}$.

Проанализируем поведение поперечных полей $E_{\theta_2, \phi_2}(x, \tau, \theta) = (x + r)^{-1} e^{-\nu_e \tau} F_{y,z}(x, \tau, \theta)$ при $10^{-9} \text{с} \leq \tau \leq 10^{-6} \text{с}$, $3 \cdot 10^3 \text{км} \leq r \leq 3 \cdot 10^4 \text{км}$, $\theta \leq \theta_0$ ($f(\theta) \approx 1$) и $x \geq 0$. Максимальная амплитуда сигнала достигается для значений $\tau < \infty$ и составляет около $40 r/(x + r)$ В/м. Если $\tau > \infty$, то амплитуда спадает по показательному закону с характерным временем $\nu_e^{-1} = 3 \cdot 10^{-8} \text{с}$. Основная циклическая частота ω

при $\tau \leq \alpha$ равна $\omega [c^{-1}] = 2,9 \cdot 10^{12} \sqrt{x[\text{км}]} / r[\text{км}]$ для $0 \leq x \leq x_{\max}$ и $\omega [c^{-1}] = 6,9 \cdot 10^{12} / r[\text{км}]$ для $x > x_{\max}$. При $\tau > \alpha$ частота равна $\omega [c^{-1}] = (3,9 \cdot 10^{11} / r[\text{км}]) \sqrt{x[\text{км}]} / \tau[\text{с}]$ для $0 \leq x \leq x_{\max}$ и $\omega [c^{-1}] = 9,4 \cdot 10^{11} / (r[\text{км}] \sqrt{\tau[\text{с}]})$ для $x \geq x_{\max}$.

Таким образом рассчитываются параметры электромагнитных полей для $3 \cdot 10^3 \leq r[\text{км}] \leq 3 \cdot 10^4$; $10^{-9} \leq \tau[\text{с}] \leq 10^{-6}$, $\theta \leq \theta_0$ и $x \geq 0$. Рассмотрим подробнее пространственную структуру излучаемого радиосигнала на поверхности Земли. В области углов $\theta \leq \theta_0 \approx 10^{-4}$ рад (соответственно расстояние вдоль поверхности $R_1[\text{км}] \leq 10^{-4}$ ($r[\text{км}] + 87$) параметры радиосигнала описываются выражениями (10), (11) с $x = 87$ км $f(\theta) \approx 1$. В зависимости от значения r , взятого из диапазона от $3 \cdot 10^3$ км до $3 \cdot 10^4$ км, амплитуда радиосигнала $E[\text{В/м}] = 40 r / (d + r)$ ($d \approx 84$ км - расстояние до поверхности Земли) изменяется около значения 40 В/м, а основная частота v - от 0,1 ГГц до 10 ГГц. Длительность сигнала составляет около $\Delta t = \alpha + v^{-1} \approx 10^{-7}$ с. В указанной полосе частот максимальный уровень космического радиошума составляет примерно $2 \cdot 10^{-3}$ В/м. Вследствие этого можно надеяться на уверенный прием импульсного радиосигнала от пучка рентгеновских квантов в области углов $\theta \leq \theta_0$.

Для того, чтобы оценить амплитуду радиосигнала в области больших углов $\theta \geq \theta_0$, необходимо задать конкретный вид функции углового распределения рентгеновского излучения $f(\theta)$. Отыскание этой функции в каждом конкретном случае представляет собой самостоятельную задачу. Как указывалось выше, пример такой функции приведен в работе [6]. Если функция $f(\theta)$ известна, то в области углов $\theta > \theta_0$ справедливы приведенные амплитудные оценки для малых углов $\theta \leq \theta_0$, умноженные на функцию $f(\theta)$.

Перейдем к рассмотрению случая узкого пучка рентгеновского излучения ($r \approx 10^2$ км), когда поперечный масштаб изменения токов и полей намного меньше временного масштаба x $\theta \ll \text{ст}$. Тогда, задавая зависимость сторонних токов от угла θ в виде $f(\theta) = 1$ при $\theta \leq \theta_0$ и $f(\theta) = 0$ при $\theta > \theta_0$, получим следующую оценку для постоянного при малых значениях угла $\theta \ll 1$ поля $E_{\theta_2} = -E_{\phi_1}$ (на поверхности Земли):

$$E_{\theta_2}(\tau) = \frac{m v \cos \theta}{e n_{e_0}} \frac{g}{\sqrt{1+\alpha^2}} \times$$

$$\times \frac{(\nu_e \sin \omega_0 \tau + \omega_c \cos \omega_c \tau)(1 - K(\tau, \alpha)) - \sin \omega_c \tau (dK/dt)}{\tau / \alpha - 1/\alpha \int_0^\tau K(\tau', \alpha) d\tau'}$$

Амплитуда поля E_{θ_2} определяется конкретным видом функции замедления фотоэлектронов $K(\tau, \alpha)$. Так как значение производной dK/dt зависит от времени жизни фотоэлектрона и длительности рентгеновского излучения, то оно заключено в пределах от 10^7 до 10^9 с^{-1} . Тогда оценка амплитуды поля составляет $E_{\theta_2} \sim 1 + 100 \text{ В/м}$.

В заключение необходимо отметить, что в данной работе рассматривался источник рентгеновского излучения, создающий слабоионизованную плазму. Если взять более мощный источник, обеспечивающий на тех же временах степень ионизации плазмы, близкую к единице, то для расчета электромагнитных полей в плазме можно использовать гидродинамическую модель [11]. Оценки, выполненные с помощью этой модели применительно к мощному рентгеновскому источнику, показывают, что в образовавшейся плазме могут возникать квазистатические поля с частотой порядка $\omega \approx 0,1 \text{ ГГц}$ и максимальной амплитудой до

$$B < (4\pi nkT)^{1/2},$$

$$E < [\omega / \Omega_e(n)] B,$$

где $n = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ — плотность молекул на высоте 84 км, $kT = 1 \text{ эВ}$. Получаем $B \sim 10^3 \text{ Гс}$, $E \sim 5 \cdot 10^3 \text{ В/м}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гinzбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика. —М.:Наука, 1981. — 504 с.
2. Розенталь И. Л., Усов В. В., Эстулин В. В. //УФН. 1983. Т. 140. Вып. 1. С. 97.
3. Христиансен Г. Б., Куликов Г. В., Фомин Ю. А. Космическое излучение сверхвысокой энергии. —М.:Атомиздат, 1975. С. 6.
4. Васильев Г. Д., Евстигнеев И. И., Жуковский М. Е. //ЖВММФ. 1988. Т.28. № 4. с.568.

5. Велихов Е. П., Сагдеев Р. З., Кокошин А. А. Космическое оружие: дилемма безопасности. -М. :Мир, 1986. -182 с.
6. Крюченков В. Б., Лукин А. В., Петров П. В., Чернухин Ю. И. //Квантовая электроника. 1990. Т.17. № 2. С.189.
7. Горбачев Л. П., Матрончик А. Ю. //Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т.28. № 8. С.947.
8. Karzas W.J., Latter R. //Phys. Rev. 1965. V.137. N 5B. P.1369.
9. Матрончик А. Ю. //В сб.:Распространение и дифракция электромагнитных волн в неоднородных средах. -М. :РНТОРЭС им. А. С. Попова, 1992. С. 115.
10. Абрамович М., Стиган И. Справочник по специальным функциям. -М. :Наука, 1979. -832 с.
11. Быченков В. Ю., Силин В. П., Тихончук В. Т. //ЖЭТФ. 1991. Т.100. Вып. 2(8). С. 440.

Московский инженерно-физический
институт

Поступила в редакцию

26 апреля 1990 г.,

в окончательном варианте

25 июня 1992 г.

RADIO-EMISSION OF PULSE COSMIC SOURCE OF X-RAY BEAM WITH AN ENERGY OF 1 keV

A. Ju. Matronchik

A generation process of electromagnetic signal produced as a result of interaction between a cosmic x-ray beam and the earth atmosphere is studied. An amplitude and a frequency of the electromagnetic signal are calculated and the possibility of the signal detection at the earth surface is shown.