

# О геомагнитном механизме излучения широкого атмосферного ливня

А. Д. Филоненко<sup>1) 2)</sup>

Восточноукраинский национальный университет им. Даля, 91034 Луганск, Украина

Поступила в редакцию 14 августа 2012 г.

После переработки 16 января 2013 г.

Исследовано поле излучения элементарных частиц широкого атмосферного ливня в магнитном поле Земли. На основании решений уравнения Максвелла для электрона (позитрона) с учетом ионизационных потерь сделан вывод о том, что излучение ливня определяется только тормозным и геомагнитным механизмом. Черенковская составляющая излучения практически отсутствует.

DOI: 10.7868/S0370274X13040036

**1. Введение.** Впервые на доминирующую роль геомагнитного механизма в радиоизлучении широкого атмосферного ливня указали F.D. Kahn и I. Lerche в 1966 г. в работе [1]. Используя простую модель каскадного диска в виде кольца, они нашли, что геомагнитный механизм радиоизлучения более эффективен, чем механизм Г. Аскарьяна, связанный с черенковским излучением избыточных электронов в ливне [2, 3].

Экспериментальные исследования, выполненные на установках НИИЯФ МГУ и Харьковского национального университета, а также результаты, полученные рядом зарубежных исследователей, подтвердили, что геомагнитный механизм доминирует над черенковским (более подробно см. обзор [4]). Вскоре выяснилось, что радиосигнал даже в этом случае незначительно превышает галактические радиопомехи, импульсные помехи индустриального и атмосферного происхождения. По этой причине приблизительно с 1980 г. интерес к идее радиодетектирования широких атмосферных ливней значительно упал.

Однако последующее интенсивное развитие электроники и техники цифровой обработки информации возобновило интерес к радионаблюдению ливней. Успешные испытания методики в экспериментах LOPES [5, 6] и CODALEMA [7] стимулировали установку большого детекторного радиокомплекса на обсерватории Пьер Оже [8, 9]. Детектирование частиц на установке Пьер Оже таково, что только одновременно зафиксированные поверхностными и флуоресцентными детекторами события дают полноценную

информацию о первоначальной частице. В отличие от флуоресцентных детекторов, которые могут работать только в безоблачные и безлунные ночи, радионаблюдение можно проводить круглые сутки. Поэтому появилась надежда на то, что регистрация радиоизлучения из ливней даст дополнительную информацию к даваемой поверхностными и флуоресцентными детекторами. В связи с этим возникла необходимость более детально описать геомагнитный механизм излучения.

Сейчас известны два основных направления в моделировании процессов, приводящих к радиоизлучению. В одном из них коллективный аспект является главным при описании наведенного поперечного тока (макроскопическое описание). Магнитное поле Земли вызывает действие на электроны и позитроны в противоположных направлениях силы Лоренца и таким образом создает поперечный электрический ток в ливне. Этот ток, по мнению авторов [10, 11], и является ответственным за геомагнитный механизм радиоизлучения. Такой подход отличается от описанного в работах [12–14], в которых движение отдельных частиц в магнитном поле является главным фактом при описании механизма излучения (микроскопическое описание). В обоих случаях излучение электромагнитного импульса является следствием движения заряженных частиц ливня в магнитном поле Земли. Однако несмотря на успехи, достигнутые в работах [10–16], моделирование процесса радиоизлучения имеет существенные недостатки. Главные из них заключаются в следующем.

1. В работах [10, 11] авторы считают, что равномерное поперечное дрейфовое движение электронов и позитронов в каскадном диске ( $v_d = 0.04c$ ) и есть основная составляющая геомагнитного механиз-

<sup>1)</sup>e-mail: filonenko\_ad@dsip.net

<sup>2)</sup>Filonenko

ма излучения. При такой модели излучения игнорируется тот факт, что продольные силы, вызванные частыми столкновениями заряженных частиц с нейтральными молекулами атмосферы, и поперечные силы (силы Лоренца) не могут компенсировать друг друга, так как они взаимно перпендикулярны. Поэтому результатом их действия не может быть равномерное движение. Кроме того, учет только одной составляющей тока приводит авторов [10, 11] к результирующей скорости, большей, чем скорость света в вакууме, что, в свою очередь, может привести к “новым” видам излучения.

2. В работах [12–14] для описания поля излучения отдельной частицы используется формула Шотта, которая справедлива только при равномерном и не ограниченном во времени вращении с постоянным радиусом. Это очень грубое приближение для ливня, в котором электрон (позитрон) фактически движется по криволинейному и ограниченному участку пути с переменным радиусом кривизны. При этом в процессе движения энергия электрона изменяется от величины порядка критической до тепловой. Фактически (как будет показано ниже) интенсивность компоненты излучения, соответствующей продольному ускорению для одной частицы, выше, чем интенсивность синхротронной составляющей в магнитном поле Земли. В тех случаях, когда ливень распространяется под углом к геомагнитному полю, доминирующим может быть тормозной механизм излучения.

Целью настоящей работы является исследование составляющих поля излучения (черенковского, тормозного, геомагнитного излучений) с помощью аналитического решения соответствующих уравнений для отдельной частицы или пары частиц широкого атмосферного ливня. Важен тот факт, что решение уравнения Максвелла содержит в себе все три механизма излучения и рассмотрение только одного из них может привести к грубым ошибкам (см. выводы).

**2. Поле излучения, вызванное отдельным электроном.** В этой задаче будут учитываться только ионизационные потери. Для релятивистских частиц они слабо зависят от энергии и могут быть выражены как  $-dW/dS = D_1$ , где  $dS = cdt$  – элемент пути (далее прописная  $S$  – длина пути), или через  $\gamma$ -фактор:

$$\gamma(t) = -Dt + \gamma_0, \quad (1)$$

где  $D = D_1/mc$ ,  $\gamma_0$  – начальная энергия (в единицах гамма),  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с – скорость света в вакууме. Например, для высоты 5 км  $D = 0.78 \cdot 10^8$  с<sup>-1</sup>. Для упрощения расчетов будем полагать, что величина  $D$

остаётся постоянной на всей траектории. Будем также считать, что остаток пути, например, при  $\gamma < 5$  вносит незначительный вклад в излучение, а абсолютная скорость частицы при  $\gamma \sim 5$  все еще близка к скорости света.

Запишем уравнения движения частицы (электрона, позитрона), считая, что в момент  $t = 0$  она находилась на оси  $Z$ . В эти уравнения нужно ввести силу трения, которая направлена против скорости. Ее величина непосредственно следует из выражения для энергетических потерь на ионизацию:  $-\frac{dW}{dS} = \frac{dW}{dt} \frac{dt}{dS} = N(t)/v(t)$ , где  $N(t)$  – мощность, а  $N(t)/v = F(t)$ . Поэтому сила трения равна  $\mathbf{F}_{\text{fric}} = -\frac{dW}{dS} \frac{\mathbf{v}}{v} = -D_1 \frac{\mathbf{v}}{v}$ , где  $\mathbf{v}/v$  – единичный вектор, направленный по касательной к траектории. Тогда уравнение движения  $\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q[\mathbf{v} \times \mathbf{B}] - D_1 \frac{\mathbf{v}}{v}$ , где  $\mathbf{p} = m\gamma\mathbf{v}$ , можно записать в виде системы:

$$\begin{aligned} \frac{m}{q} \frac{d}{dt}(v_x \gamma) &= v_y B_z - v_z B_y - \frac{D_1}{q} \frac{v_x}{v}, \\ \frac{m}{q} \frac{d}{dt}(v_y \gamma) &= -v_x B_z - \frac{v_y D_1}{v q}, \\ \frac{m}{q} \frac{d}{dt}(v_z \gamma) &= v_x B_y - \frac{v_z D_1}{v q}. \end{aligned} \quad (2)$$

Система (2) будет иметь простое аналитическое решение, если положить  $B_z = 0$  и  $B_y = B$ , т.е. если рассматривать ливень, перпендикулярный силовым линиям геомагнитного поля. Тогда (2) сводится к обыкновенному дифференциальному уравнению:

$$\gamma^2 \ddot{v}_z - D\gamma \dot{v}_z + \alpha^2 v_z = 0, \quad (3)$$

где  $\alpha = q_e B/m$ ,  $q_e$  – заряд электрона,  $m = 0.9 \times 10^{-30}$  кг – его масса, а  $\gamma(t)$  представлена выражением (1).

Такое же уравнение получается и для составляющей  $v_x$ . Уравнение (3) с помощью подстановки  $\xi(t) = -\frac{\alpha}{D} \ln \gamma(t)$  приводится к виду  $v(t) = \eta(\xi) = \eta_0 \cos(\xi + A)$ , где  $\eta_0$  и  $A$  нужно определять из начальных условий. Сделаем замечание относительно величины  $A$  в уравнении (3), которая по смыслу решения является начальным углом. Фактически начальный угол в процессе рождения электрона очень мал. Он имеет порядок  $\gamma^{-1}$ . Во время движения отклонения от вертикального направления вследствие многократных столкновений постепенно накапливаются. В конце пути указанный угол становится близким к некоторой величине  $\psi \approx \sqrt{\langle \psi^2 \rangle} \approx \frac{D\sqrt{\langle r^2 \rangle}}{c(\gamma_0 - 5)}$ , где  $\sqrt{\langle r^2 \rangle} \approx 100$  м – средний квадрат радиуса. То,

каким образом частица движется от начального положения  $z_0$  к конечной проекции  $z_1$ , зависит от случайных причин. Ясно, что не существует функции  $\psi = \psi(t)$ , которая однозначно определяла бы угол  $\psi$  в заданный момент времени. Расстояние между элементарными актами столкновения электрона с нейтральными атомами среды намного меньше длины формирования излучения  $\lambda/2\pi|1 - \beta n \cos \theta|$ . Следовательно, тормозное излучение, вызванное этими столкновениями, будет сильно подавлено. Для всего ливня ситуация еще более усугубляется. Поэтому для определенности можно предположить, что частица в начальный момент сразу же приобретает угол  $\psi \approx \sqrt{\langle \psi^2 \rangle}$ . Это аналогично допущению о том, что хаотическое движение электронов в проводнике вследствие случайных столкновений не сказывается на известных нам законах для постоянного или переменного тока.

Чтобы определить  $\eta_0$ , предположим, что потерь на ионизацию нет. Тогда электрон будет двигаться по винтовой траектории, перемещаясь равномерно вдоль оси  $Y$  со скоростью  $v_y(t) = \text{const} = v_0 \sin \psi \sin \varphi$  (см. рис. 1). Вращательное движе-

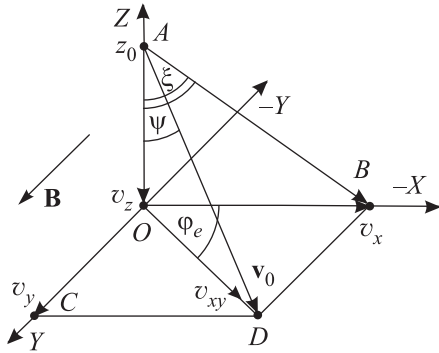


Рис. 1. Определение начальных скоростей для решений  $v_x(t)$ ,  $v_y(t)$ ,  $v_z(t)$

ние вокруг силовой линии геомагнитного поля  $\mathbf{B}$  будет совершаться с постоянной скоростью  $v_{AB} = v_0 \sqrt{\cos^2 \psi + \sin^2 \psi \cos^2 \varphi_e}$ . Ее проекция на ось  $X$  (или  $Y$ ) определяется умножением на соответствующую тригонометрическую функцию угла  $\xi$  (см. рис. 1) при  $t = 0$ . Здесь и далее индекс “ $e$ ” у какой-либо величины показывает, что она относится к электрону. Для протона будет использован индекс “ $p$ ”.

Запишем окончательные выражения для составляющих скорости:

$$v_{xe} = v_0 \sqrt{\cos^2 \psi + \sin^2 \psi \cos^2 \varphi_e} \sin \left( \frac{\alpha}{D} \ln \frac{\gamma_0}{\gamma(t)} - \xi_e \right),$$

$$v_{ye}(t) = \text{const} = v_0 \sin \psi \sin \varphi_e, \quad (4)$$

$$v_{ze} = -v_0 \sqrt{\cos^2 \psi + \sin^2 \psi \cos^2 \varphi_e} \cos \left( \frac{\alpha}{D} \ln \frac{\gamma_0}{\gamma(t)} - \xi_e \right),$$

где  $\sin \xi_e = \frac{\sin \psi \cos \varphi_e}{\sqrt{\cos^2 \psi + \sin^2 \psi \cos^2 \varphi_e}}$ ;  $\cos \xi_e = \frac{\cos \psi}{\sqrt{\cos^2 \psi + \sin^2 \psi \cos^2 \varphi_e}}$ . Теперь найдем траекторию движения с учетом начальных условий  $x_e(0) = 0$ ,  $z_e(0) = 0$ . Интегрирование (4) дает

$$x_e(t) = -\frac{v_0 \gamma(t)}{\alpha_e^2 + D^2} \sqrt{\cos^2 \psi + \sin^2 \psi \cos^2 \varphi_e} \times$$

$$\times \left[ D \sin \left( \frac{\alpha_e}{D} \ln \frac{\gamma_0}{\gamma(t)} - \xi \right) + \alpha_e \cos \left( \frac{\alpha_e}{D} \ln \frac{\gamma_0}{\gamma(t)} - \xi_e \right) \right] -$$

$$-\frac{v_0 \gamma_0}{\alpha_e^2 + D^2} \sqrt{\cos^2 \psi + \sin^2 \psi \cos^2 \varphi_e} (D \sin \xi_e - \alpha_e \cos \xi_e),$$

$$y_e(t) = t v_0 \sin \psi \sin \varphi_e,$$

$$z_e(t) \cong z_0 - v_0 t \cos \psi; \quad v_0 \cong c. \quad (5)$$

Здесь выражение для проекции  $z_e(t)$  существенно упростилось благодаря учету соотношения  $\alpha_e \ll D$ .

Выразим объемную плотность тока  $\mathbf{j}(r', t)$  точечного заряда с помощью  $\delta$ -функции:

$$\mathbf{j}(r', t) = q_e [\mathbf{e}_x v_x(t) + \mathbf{e}_y v_y + \mathbf{e}_z v_z(t)] \times$$

$$\times \delta[x' - x_p(t)] \delta[z' - z_p(t)] \delta[y' - y_p(t)],$$

где  $\mathbf{e}_x$ ,  $\mathbf{e}_y$ ,  $\mathbf{e}_z$  – единичные векторы по соответствующим осям,  $q_e = -1.6 \cdot 10^{-19}$  Кл. Далее находим фурье-компоненту плотности тока:

$$\mathbf{j}(r', \omega) = \int_0^\tau q [\mathbf{e}_x v_x(t) + \mathbf{e}_y v_y + \mathbf{e}_z v_z(t)] \times$$

$$\times \delta[x' - x_e(t)] \delta[z' - z_e(t)] \delta[y' - y_e(t)] e^{i\omega t} dt,$$

где момент  $t = 0$  соответствует началу движения электрона на высоте  $z_0$ , а  $t = \tau$  – “остановке” на высоте  $z_1$ , т.е. в точке, где  $\gamma = 5$ . Вторая  $\delta$ -функция в выражении для тока обращается в бесконечность при  $t = \frac{z_0 - z'}{v_0 \cos \psi} = u(z')$ . Учитывая свойства  $\delta$ -функции, после интегрирования получим

$$\mathbf{j}(r', \omega) = \frac{q_e}{v_0 \cos \psi_e} [\mathbf{e}_x v_{xe}(z') + \mathbf{e}_y v_y + \mathbf{e}_z v_{ze}(z')] \times$$

$$\times \delta[x' - x_e[u(z')]] \delta[(y' - y_e(z')) e^{i\omega u(z')}].$$

Для нахождения векторного потенциала, наводимого этим током на большом расстоянии от источника, воспользуемся классическим выражением:

$$\mathbf{A}(r, \omega) = \frac{\mu_0 e^{iknr}}{4\pi r} \int_{V'} \mathbf{j}(r', \omega) e^{-in\mathbf{kr}'} dV',$$



где угол  $\sigma$  может принимать любые значения от 0 до  $2\pi$ . Угол  $\varphi_p$  так же как и  $\varphi_e$  отсчитывается от отрицательной полуоси. Повторяя действия п. 2, получим составляющие скорости:

$$\begin{aligned} v_{xp} &= v_0 \sqrt{\cos^2 \psi + \sin^2 \psi \cos^2 \varphi} \sin \left( \frac{\alpha}{D} \ln \frac{\gamma_0}{\gamma(t)} - \xi_p \right), \\ v_{yp}(t) &= \text{const} = v_0 \sin \psi \sin \varphi_p, \\ v_{zp} &= -v_0 \sqrt{\cos^2 \psi + \sin^2 \psi \cos^2 \varphi} \cos \left( \frac{\alpha}{D} \ln \frac{\gamma_0}{\gamma(t)} - \xi_p \right). \end{aligned} \quad (8)$$

Аналогичным образом найдем и траекторию позитрона:

$$\begin{aligned} x_p(t) &= -\frac{v_0 \gamma(t)}{\alpha^2 + D^2} \sqrt{\cos^2 \psi + \sin^2 \psi \cos^2 \varphi_p} \times \\ &\times \left[ D \sin \left( \frac{\alpha}{D} \ln \frac{\gamma_0}{\gamma(t)} - \xi_p \right) + \alpha \cos \left( \frac{\alpha}{D} \ln \frac{\gamma_0}{\gamma(t)} - \xi_p \right) \right] - \\ &- \frac{v_0 \gamma_0}{\alpha^2 + D^2} \sqrt{\cos^2 \psi + \sin^2 \psi \cos^2 \varphi_p} [D \sin \xi_p - \alpha \cos \xi_p], \\ y_p(t) &= t v_0 \sin \psi \sin \varphi_p, \\ z_p(t) &\cong z_0 - v_0 t \cos \psi, \quad v_0 \cong c. \end{aligned} \quad (9)$$

По той же схеме определим поле:

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_p(\mathbf{r}, \omega) &= \mathbf{B}_{px} + \mathbf{B}_{py} + \mathbf{B}_{pz} = \\ &= \frac{\mu_0 e^{(ikz_0/\beta \cos \psi) + iknr}}{4\pi r v_0 \cos \psi} q_p \times \\ &\times \int_{z_0}^{z_1} \{ \mathbf{e}_x v_{yp} \sin \theta - \mathbf{e}_y [v_{zp}(z') \cos \theta + v_{xp}(z') \sin \theta] + \\ &+ \mathbf{e}_z v_{yp} \cos \theta \} (ikn) e^{-ikn x_p(z') \cos \theta - \frac{ikz'}{\beta \cos \psi} (1-n\beta \cos \psi \sin \theta)} dz', \end{aligned} \quad (10)$$

и спектральную интенсивность излучения:

$$\begin{aligned} I_p(k, \theta) &\sim \left| \frac{q_p}{\cos \psi} \int_{z_0}^{z_2} [(ikn) v_{yp} \sin \theta] \times \right. \\ &\times e^{-ikn x_p(z') \cos \theta - (ikz'/\beta \cos \psi)(1-n\beta \cos \psi \sin \theta)} dz' \left. \right|^2 + \\ &+ \left| \frac{q_p}{\cos \psi} \int_{z_0}^{z_2} \{ (ikn) [v_{zp}(z') \cos \theta + v_{xp}(z') \sin \theta] \} \times \right. \\ &\times e^{-ikn x_p(z') \cos \theta - (ikz'/\beta \cos \psi)(1-n\beta \cos \psi \sin \theta)} dz' \left. \right|^2 + \\ &+ \left| \frac{q_p}{\cos \psi} \int_{z_0}^{z_2} [(ikn) v_{yp} \cos \theta] \times \right. \end{aligned}$$

$$\times e^{-ikn x_p(z') \cos \theta - (ikz'/\beta \cos \psi)(1-n\beta \cos \psi \sin \theta)} dz' \left. \right|^2. \quad (11)$$

**4. Результирующее поле пары электрон-позитрон. Выводы.** Для исследования суммарного поля  $\mathbf{B}_{ep}$  сложим соответствующие составляющие полей (6) и (10) с точностью до множителя  $\frac{\mu_0 e^{(ikz_0/\beta \cos \psi) + iknr}}{4\pi r v_0}$ :

$$\mathbf{B}_{ep} = (\mathbf{B}_{ex} + \mathbf{B}_{px}) + (\mathbf{B}_{ey} + \mathbf{B}_{py}) + (\mathbf{B}_{ez} + \mathbf{B}_{pz}). \quad (12)$$

Результирующая интенсивность  $I_{ep}(\theta, k) \sim |\mathbf{B}_{ep}|^2$  в точке наблюдения находится аналогично (11) и (15).

На рис. 3 в относительных единицах приведены зависимости интенсивности излучения электрона и позитрона от угла наблюдения  $\theta$  в плоскости  $(XZ)$ . Все кривые получены для высоты  $z_0 = 5$  км ( $n = 1.00017$ ), начальной энергии  $\gamma_0 = 200$ ,  $\psi = 0$ ,  $\varphi_e = 0$ ,  $\varphi_p = \pi$ . Окончание движения соответствует проекции  $z' = z_1 = 4248$  м. Кроме того, принято геомагнитное поле  $B = 0.25 \cdot 10^{-4}$  Т, волновое число  $k = 1$  ( $\nu \approx 50$  МГц),  $D = 7.78 \cdot 10^7$  с $^{-1}$  и  $q_e = -q_p = -1.6 \cdot 10^{-19}$  К.

Диаграмма излучения одной частицы в отсутствие геомагнитного поля показана на рис. 3 жирной

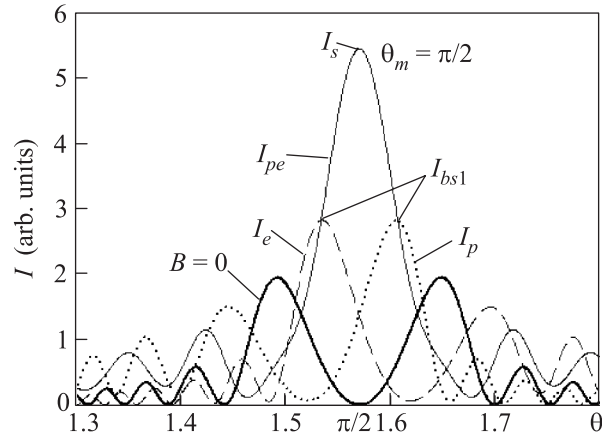


Рис. 3. Распределение интенсивности излучения в плоскости  $(XZ)$ . Пунктирная кривая – интенсивность излучения электрона, штриховая – позитрона, сплошная тонкая – их суммарная интенсивность. Жирная линия – интенсивность излучения одной частицы в отсутствие геомагнитного поля

линией. Это “чисто” тормозное излучение, вызванное продольным ускорением. Максимумы данной кривой симметричны относительно точки  $\theta = \pi/2$  и достигают значения  $I_b = 1.94$  отн.ед. На этом же рисунке приведены две кривые, показывающие пространственное распределение излу-

ния при характерной величине геомагнитного поля  $B = 0.25 \cdot 10^{-4}$  Т (штриховая линия для электрона и пунктирная для позитрона). Соответствующие им максимумы в тех же единицах равны  $I_{bs} = 2.82$  отн.ед. Непрерывная тонкая линия отвечает распределению интенсивности пары частиц (электрон–позитрон) при  $B = 0.25 \cdot 10^{-4}$  Т. Здесь максимум достигает значения  $I_s = 5.41$  отн.ед.

На основании проведенного исследования найденного решения (11) можно сделать следующие выводы:

1. Непосредственной проверкой легко убедиться в том (см. выражение (11)), что интенсивность тормозного излучения одной частицы с зарядом  $2q$  при  $\mathbf{V} = 0$  вырастает ровно в 4 раза, как это и должно быть при когерентном сложении полей. Следовательно, напряженность поля, вызванная одной частицей при “чисто” тормозном механизме излучения, пропорциональна  $E_{b1} \sim \sqrt{I_b} = \sqrt{1.94} = 1.393$  (в относительных единицах можно записать  $E_{b1} = 1.393$ ).

2. При характерном значении индукции геомагнитного поля  $B = 0.25 \cdot 10^{-4}$  Т суммарная интенсивность пары частиц  $I_s = 5.41$  достигается при  $\theta = \pi/2$ . Она определяется только синхротронным механизмом излучения, так как для тормозного механизма при значении угла  $\theta = \pi/2$  поле пары противоположно заряженных частиц равно нулю (см. рис. 3). В условных единицах напряженность поля такой пары пропорциональна  $E_s \sim \sqrt{I_s} = \sqrt{5.41}$ , т.е. одна частица создает напряженность поля, равную  $E_{s1} = \sqrt{5.41}/2 = 1.163$ .

3. Сравнивая напряженности поля “чисто” тормозного и “чисто” синхротронного излучений, находим  $E_{s1} < E_{b1}$ . Таким образом, при характерных значениях физических величин тормозной механизм оказывается более эффективным, чем синхротронный. Поэтому при выборе модели излучения всего ливня его вклад должен быть учтен.

4. Вклад указанных механизмов нужно оценивать с учетом полного количества частиц в ливне. Вклад тормозного излучения будет определяться только избыточными электронами. Согласно современным расчетам и измерениям их избыток составляет  $0.2N$ . Измеряемой в эксперименте величиной является амплитуда радиоимпульса, пропорциональная напряженности поля. Поэтому представляет интерес оценка соотношения вкладов тормозного и синхротронного излучений в суммарную напряженность поля всего ливня. Если индукция  $B = 0.25 \cdot 10^{-4}$  Т, то амплитуда интенсивности (для электрона или позитрона) согласно рис. 3 равна  $I_{bs1} = 2.82$ . Она соответствует сумме напряженностей от двух механизмов

(тормозного и синхротронного), т.е.  $E_{sb1} = \sqrt{2.82} = 1.68$  (в тех же единицах для одной частицы). Разумеется,  $1.163 + 1.68 \neq 2.82$ , так как эти величины отвечают различным точкам на оси углов  $\theta$ . Пусть число частиц в ливне равно  $N$ . Тогда напряженность поля, создаваемая всеми избыточными электронами,  $E_{bs} = 0.2 \cdot E_{sb1}N$ , а создаваемая всеми парами (электрон + позитрон), механизм излучения которых является “чисто” синхротронным,  $E_s = 0.4E_{s1}N$  (в тех же единицах). Таким образом,  $E_{bs}/E_s = 0.72$ . Это соотношение показывает, что пренебрегать тормозным механизмом нельзя, так как его вклад велик. Более того, прямая подстановка в выражение (11) вместо максимальной индукции  $B = 0.25 \cdot 10^{-4}$  Т величины  $B = 0.125 \cdot 10^{-4}$  Т (т.е. в два раза меньшей) дает уменьшение напряженности поля “чисто” синхротронного излучения в два раза. Это значит, что если угол между направлением геомагнитного поля и ливнем составляет менее  $30^\circ$ , то амплитуда радиосигнала определяется не синхротронным, а тормозным механизмом избыточных электронов. Разумеется, полученная оценка вкладов является очень грубой. Она справедлива только при полной когерентности. Однако она показывает, к чему приводит безосновательное пренебрежение другими механизмами излучения.

5. Увеличение показателя преломления от  $n = 0.00017$  (для высоты 5 км) до 0.01 практически не изменяет диаграмм, представленных на рис. 3. Следовательно, черенковская составляющая в этом излучении слишком мала. Таким образом, черенковский механизм является эффективным только в плотных средах (например, он принципиален в радиоастрономическом методе [17]).

1. F. D. Kahn and I. Lerche, Proc. Phys. Soc. **289**, 206 (1966).
2. Г. А. Аскарьян, ЖЭТФ **41**(8), 616 (1961).
3. Г. А. Аскарьян, ЖЭТФ **48**(3), 988 (1965).
4. А. Д. Филоненко, УФН **172**(4), 439 (2002).
5. H. Falcke, W. D. Apel, A. F. Badae et al., Nature **435**, 313 (2005).
6. W. D. Apel, T. Asch, A. F. Badae et al., Astropart. Physics **26**, 332 (2006).
7. D. Ardouin, A. Bellétoile, D. Charrier et al., Astropart. Physics **26**, 341 (2006).
8. A. M. van den Berg et al., arXiv:0708.1709 [astro-ph].
9. T. Huegea et al., arXiv:0906.4970 [astro-ph.IM].
10. O. Scholten, K. Werner, and F. Rusydi, arXiv:0709.2872 [astro-ph].
11. K. Werner and O. Scholten, arXiv:0712.2517 [astro-ph].

12. T. Huege and H. Falcke, *Astronomy & Astrophysics* **412**, 19 (2003).
13. H. Falcke and P. Gorham, *Astropart. Phys.* **19**, 477 (2003).
14. D.A. Suprun, P.W. Gorham, and J.L. Rosner, *Astropart. Phys.* **20**, 157 (2003).
15. Н.Н. Калмыков, А.А. Константинов, Р. Энгель, *Вестник МГУ* **3**(5), 14 (2006).
16. А.А. Константинов, диссертация *Радиоизлучение широких атмосферных ливней как метод регистрации космических лучей сверхвысокой энергии*, М.: МГУ, 2009.
17. А.Д. Филоненко, *УФН* **182**(8), 793 (2012).