Письма в ЖТФ, том 20, вып. 12 26 июня 1994 г.

01;02;04;09

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ В ДИАПАЗОНЕ СРЕДНИХ И НИЗКИХ ЧАСТОТ, ВЫЗВАННОЕ ШИРОКИМ АТМОСФЕРНЫМ ЛИВНЕМ

П.И.Голубничий, А.Д.Филоненко

Известно, что радиоизлучение, вызванное широким атмосферным ливнем (ШАЛ) в диапазоне частот 30–100 Мгц, связано с наличием магнитного поля Земли. В общей работе нескольких групп [1] была выражена единая точка зрения относительно механизма излучения и величины амплитуды напряженности электрического поля, приближенное значение которой по экспериментальным данным для ливней с первоначальной энергией $W_0 = 10^{17}$ эВ заключено в интервале 4–10 мкВ/мМГц. Однако уже первые попытки регистрации излучения в области средних частот указали на существование неизвестного ранее механизма излучения [2–4], интенсивность которого существенно больше геомагнитного и черенковского. Например, в [4] — 50 мкВ/мМГц на частоте 1.9 МГц, а в [3] — 500 мкВ/мМГц на частоте 2 МГц. Учитывая тот факт, что геомагнитная теория предсказывает пропорциональное уменьшение напряженности поля с уменьшением частоты, можно сделать вывод, что расхождение эксперимента с теорией относительно величины амплитуды составляет приблизительно три порядка.

В настоящей работе в рамках модели, связанной с излучением δ-электронами, получена оценка напряженности электрического поля для диапазона частот порядка 0.1–3 МГц. В работе использована известная модель ШАЛ в виде тонкого диска, движущегося со скоростью света, число частиц в котором изменяется по некоторому закону $f(z)$. Движение частиц ливня сопровождается эмиссией δ-электронов, пробег которых в подавляющем числе актов ионизации намного меньше толщины диска. Такой процесс излучения в этом случае имеет много общего с явлением прохождения очень короткого импульса тока через проводник.

Плотность электрического тока при такой аналогии можно представить в виде

$$\mathbf{J} = q\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)\sum_{i=1}^{N}\mathbf{v}_i, \qquad (1)$$

где N — число δ-электронов, пересекающих условную плоскость $z = z_0$, перпендикулярную к оси ливня. Известно, что в этом случае Фурье-компонент векторного потенциала $\mathbf{A}(\omega)$ на достаточно большом расстоянии $\mathbf{R} = \mathbf{R}_0 - \mathbf{r}$ от системы зарядов может быть представлен в виде (см., например, [6])

$$\mathbf{A}(\omega) = \left(l^{ikR_0}/4\pi\varepsilon_0 c^2 R_0\right) \int\limits_V \mathbf{J}\omega\epsilon^{i\mathbf{kr}} dV, \tag{2}$$

где $\mathbf{R}_0$ — радиус-вектор, проведенный из точки наблюдения к системе координат, а $\mathbf{r}$ — радиус-вектор заряда в этой системе. В этой модели будем считать, что размеры ливня намного меньше радиуса-вектора $\mathbf{r}$, т.е. диск можно считать точкой.

Для нахождения Фурье-компонента плотности тока

$$\mathbf{J}(\omega) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \mathbf{J}(t) e^{i\omega t} dt \tag{3}$$

выразим из (1) вектор $\mathbf{J}(t)$, являющийся суммой проекций на ось z элементарных токов, создаваемых отдельными δ-электронами. Очевидно, что вследствие хаотического распределения направленной $\mathbf{v}_i$ относительно оси z сумма проекций $\mathbf{v}_i$ на остальные оси равна нулю. Число δ-электронов, получивших кинетическую энергию в пределах от W до $W + dW$ при прохождении ливневого диска с числом частиц $f(z_0)$ элемента пути dz, равно $dN(W) = A_1 mc^2 f(z_0)(dW/W^2)dz$, где $A_1 = 2\pi n z_1 r_0^2$, $\beta = 1$ (см., например, [7]). Тогда с учетом (1) плотность тока $d\mathbf{J}$, создаваемая dN электронами в условном сечении z_0, находящиеся на расстоянии z от элемента пути dz, выразится суммой

$$dJ = q\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) f(z_0) A_1 mc^2 dz \int\limits_{W_m(z)}^{W_1} \left(v(z_0)/W^2\right) \cos\varphi dW, \tag{4}$$

где W_1 — максимальная энергия, передаваемая δ-электрону ливневой частицей, $W_m(z)$ — минимальная энергия необходимая для пробега δ-электроном расстояния $z/\cos\varphi$ между элементом dz и воображаемым сечением z_0. Ее величина может быть найдена из соотношения $z = R_\delta(\gamma)\cos\varphi$. Угол φ вылета δ-электрона относительно направления z в интересующем нас диапазоне энергий можно выразить формулой $\cos^2\varphi = (\gamma - 1)/\gamma$, где $\gamma = (1 - \beta^2)^{1/2}$.

Пробег $R_\delta(\gamma)$, зависящий от плотности среды и первоначальной энергии δ-электрона, выражается хорошо известной формулой для ионизационных потерь, которую здесь удобно представить в виде

$$R_\delta = -\frac{1}{A}\int\limits_{\gamma}^{\gamma_0}\left(\gamma^2-1\right)d\gamma/\gamma^2\ln\left[m^2c^4\left(\gamma-1\right)^2\left(\gamma+1\right)/I^2(z_1)\right], \tag{5}$$

где γ_1, γ_0 — полная энергия δ-электрона соответственно в начале и в конце пробега, выраженная в единицах γ. Для нахождения величины $W_m(z)$ или соответственно $\gamma_m(z)$ из условия $z = R_\delta(\gamma)\cos\varphi$ необходимо в (5) величину γ_0 положить равной единице. Скорость δ-электрона $v(z_0)$ в момент пересечения плоскости $z = z_0$ будет зависеть от начальной энергии γ и расстояния от элемента dz до точки пересечения с плоскостью, т.е. $v(z_0) = v(\gamma, z) = (\gamma_0^2 - 1)/\gamma$.

Тогда, согласно (4), для J получим:

$$J = A_1 f(z_0) q\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r_0})\int\limits_{z_{\max}}^{z=0}dz\int\limits_{\gamma_m(z)}^{\gamma_1} v(\gamma,z)d\gamma/(\gamma-1)^{3/2}\gamma^{1/2}, \tag{6}$$

где $z_{\mathbf{max}} = R_\delta(\gamma_1)\cos\varphi(\gamma_1)$ также найдем из (5).

Компонент Фурье плотности тока в соответствии (3) равен

$$J(\omega) = A_1 q F(\gamma_1)\int\limits_{-\infty}^{\infty}\delta(z-\mathrm{ct})f(\mathrm{ct})\delta(x)\delta(y)e^{i\omega t}dt =$$

$$= (A_1/c)\,qF(\gamma_1)f(z_0)\delta(x)\delta(y)\exp(i\omega z/c), \tag{7}$$

где $F(\gamma_1)$ — величина двойного интеграла в (6).

Подставляя (7) в (2) получим для векторного потенциала

$$A(\omega) = \left(A_1 q F(\gamma_1)/4\pi\varepsilon_0 c^3\right)\exp\left(ikR_0\right)\int\limits_{-\infty}^{\infty} f(z)e^{ikz(1-\cos\theta)}dz, \tag{8}$$

где θ — угол между осью ливня и направлением на наблюдателя и $k = \omega/c$. Амплитуду напряженности поля найдем, используя (8) $|E(\omega)| = |A(\omega)|\omega\sin\theta$.

Для оценки $E(\omega)$ выберем $f(z) = 0.5N_0(1 - \cos Bz)$, которая достаточно хорошо для наших целей повторяет основные свойства каскадной функции для первоначальной частицы с энергией $W_0 = 10^{20}$ эВ в интервале величин $-z_0 \leqslant z \leqslant z_0$, если положить $Bz_0 = \pi$, а $z_0 = 6 \cdot 10^3$ м. Если предположить, что все стадии ШАЛ проходят в атмосфере (т.е. он не ударяется о грунт), а также учесть, что $F(\gamma_1) \approx c/A_1$, то из (8) получим

$$|E(\omega)| = \frac{q\omega N_0}{4\pi\varepsilon_0 c^2 R_0} \frac{B^2 \sin k_1 z_0}{k_1^2(B^2 - k_1^2)}, \tag{9}$$

где $k_1 = k(1 - \cos\theta)$. Из (9) следует, что при малых $\omega (k_1 \ll B)$ $E(\omega) \sim \omega$. При высоких частотах $(k_1 \gg B)$ $E(\omega) \sim \omega^{-2} \sin k_1 z_0$, т.е. интенсивность излучения быстро падает с увеличением частоты. Интенсивность достигает максимума при условии $k_1 = B$ и после устранения неопределенности в (9) получим величину для напряженности поля $|E(\omega)| = q\omega N_0 z_0 \sin\theta / 8\pi\varepsilon_0 c^2 R_0$ на частоте $\omega_1 \approx 1.5 \cdot 10^5$ с$^{-1}$. После подстановки характерных величин $q = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл, $N_0 = 10^{11}$, $z_0 = 6 \cdot 10^3$ м, $\sin\theta = 1$, $1/4\pi\varepsilon_0 = 9 \cdot 10^9$ м/Ф, $R_0 = 10^4$ м, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, $\omega_1 = 1.5 \cdot 10^5$ с$^{-1}$ находим, что $E(\omega_1) = 140$ мкВ/мМГц (с учетом отрицательных частот), т.е. приблизительно тот же результат, что и в работе [5], где использована более простая модель.

На наш взгляд, важной для применений особенностью является тот факт, что диаграмма направленности (9) на низких частотах определяется множителем $\sin\theta$, т.е. имеет такой же вид, как и у полуволнового диполя.

При ударе ШАЛ о грунт (например, в максимуме) суммирование в (8) выполняется от $-\infty$ до 0, и в этом случае получаем

$$|E(\omega)| = \frac{q\omega N_0}{4\pi\varepsilon_0 c^2 R_0} \left[\frac{k_1^4 + B^2(B^2 - 2k_1^2)\sin^2 k_1 z_0/2}{k_1^2(B^2 - k_1^2)^2}\right]^{1/2}. \tag{10}$$

При относительно низких частотах $(k_1 \ll B)$ выражение (10) повторяет вышерассмотренную ситуацию. Для $k_1 = B$ и далее при $k_1 \gg B$ $|E(\omega)|$ не зависит от частоты и равна $|E(\omega)| = qN_0/4\pi\varepsilon_0 c R_0$. Это свойство сохраняется до тех пор, пока выбранная физическая модель ШАЛ не утрачивает смысл, т.е. реальный ШАЛ — не точечный заряд, и время его торможения не является бесконечно малым. Предельная частота ν, при которой излучение всех участков ШАЛ можно считать когерентным, определяется временем $\tau \sim d/c$, т.е. $\nu \sim 1/2\tau \sim c/2d = 1$ МГц, а напряженность поля в этом диапазоне частот составит величину $(qN_0/4\pi\varepsilon_0 cR_0)2 \cdot 10^{12} = 90$ мкВ/мМГц ($\Delta\nu = 2$МГц).

На наш взгляд, нестабильность экспериментальных данных в этом диапазоне частот (см., например, [3,8,9]) связана с вышеизложенными фактами. Для энергии частицы $W_0 \sim 10^{18}$ эВ на расстоянии ~ 200 м (см., например, [3]) напряженность поля, согласно приведенным выше оценкам, равна $(90/100)\cdot 50 = 45$ мкВ/мМГц, т.е. такого же порядка, что и в эксперименте. Однако эта величина зависит от того, на какой стадии ШАЛ ударяется о Землю, а также от его ориентации по отношению к наблюдателю.

Список литературы

[1] *Атрашкевич В.Б., Веденеев О.В., Аллан Х.Р.* и др. // Ядерная физика. 1978. Т. 29. В. 3. С. 712–716.

[2] *Allan H.R.* // Nature. 1972. V. 237. P. 384–385.

[3] *Stabbs T.J.* // Nature. 1971. V. 230. P. 172–173.

[4] *Христиансен Г.Б., Атрашкевич В.Б., Веденеев О.В.* и др. Экспериментальные методы исследования космичесиких лучей сверхвысоких энергий. Якутск. 1974. С. 192.

[5] *Голубничий П.И., Филоненко А.Д.* Когерентное низкочастотное радиоизлучение, вызванное δ-электронами широких атмосферных ливней. Деп. в ГНТБ Украины 07.06.93. № 1124 УК-93.

[6] *Ландау Л.Д.,Лифшиц Е.М.* Теория поля. М., 1967. С. 460.

[7] *Беленький С.З.* Лавинные процессы в космических лучах. М., 1948. 243 с.

[8] *Kakimoto F., Umezawa T., Nishiyame T., Nishi K.* // Proc. 21th Int. Cosmic Ray Conf.Australia, Adelaida. 1990. P. 213–216.

[9] *Castagnoli T., Ghia P.L., Gomes F., Trivero P.* // Proc. 22th Int. Cosmic Ray Conf. Ireland. Dublin, 1991. P. 359–362.

Восточноукраинский государственный университет

Поступило в Редакцию 26 января 1994 г.