

# КОГЕРЕНТНОЕ РАССЕЯНИЕ МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ИОНИЗАЦИОННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ ШИРОКОГО АТМОСФЕРНОГО ЛИВНЯ

*А. Д. Филоненко\**

*Восточноукраинский национальный университет им. В. Даля  
91034, Луганск, Украина*

Поступила в редакцию 10 декабря 2012 г.

Рассмотрена возможность детектирования широких атмосферных ливней посредством регистрации и дальнейшего анализа радиоимпульса, вызванного переизлучением волны, движущейся навстречу каскадному диску. Показано, что когерентное усиление рассеянного излучения в направлении движения ливня обусловлено релятивистским эффектом. Обсуждается пример реальной установки и ее особенности.

DOI: 10.7868/S0044451013100064

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Среди частиц, приходящих из космоса на поверхность Земли, лишь чрезвычайно малая доля имеет энергию, на много порядков большую той, которую можно достичь в современных ускорителях частиц. Космические лучи с такой энергией представляют наибольший интерес для понимания процессов, протекающих в экстремальных условиях во Вселенной. Наиболее важные характеристики таких частиц — это энергия, направление прихода и состав. Для определения этих величин созданы установки (детекторы), которые позволяют оценивать энергию отдельных частиц вплоть до значений порядка  $10^{20}$  эВ. Однако даже самые современные детекторы, занимающие площадь тысячи квадратных километров, регистрируют такие частицы чрезвычайно редко, приблизительно несколько частиц в год. Это так называемые поверхностные и флуоресцентные детекторы. Основным элементом этих детекторов является фотоумножитель, предназначенный для регистрации световых импульсов, вызываемых прохождением заряженных частиц через вещество.

Радиометод принципиально отличается от упомянутых методов, так как связан с регистрацией радиоимпульсов, вызванных прохождением ливней через атмосферу Земли. Идея такого детектора, впер-

вые предложенная Аскарьяном [1, 2] и дополненная позже в работе [3], до сих пор в полной мере не реализована в силу различных причин, основная из которых — относительно слабая интенсивность радиоизлучения. Однако за последние 10 лет техника регистрации и обработки радиосигналов существенно улучшилась и это стимулировало пересмотр возможностей наблюдения радиоэмиссии из атмосферных ливней.

Перечисленные выше методы детектирования основаны на эффектах, сопровождающих взаимодействие широкого атмосферного ливня (ШАЛ) с окружающей средой, и являются в некотором смысле пассивными. Ниже рассматривается метод детектирования ШАЛ, который в отличие от перечисленных можно назвать активным. Его эффективность непосредственно связана с воздействием внешнего излучения на широкий атмосферный ливень. Речь идет о методе, который известен как радиолокация объектов, при которой регистрируется радиоимпульс, отраженный от проводящих поверхностей. Однако, в отличие от классического метода, здесь рассматривается отражение (точнее, рассеяние) радиоволны не от самого каскадного диска, а от облака электронов, вызванных ионизацией молекул атмосферы релятивистскими частицами каскадного диска. Переизлучение на релятивистских электронах ливня не будет когерентным вследствие эффекта Доплера при сильно различающихся по энергии частицах. В противоположность этому, ионизационные электроны практически неподвижны по отноше-

\*E-mail: filonenko\_ad@dsip.net

нию к окружающей атмосфере и этот факт обуславливает возможность когерентного сложения волн в направлении движения ливня.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Радиоимпульс от монохроматического радиоисточника, переизлученный на ионизационных электронах, может быть зарегистрирован и использован для дальнейшего анализа с целью установления главных характеристик широкого атмосферного ливня. В настоящей работе получена оценка интенсивности такого рассеянного излучения, а также рассматривается возможность детектирования космических частиц сверхвысокой энергии, вызывающих атмосферные ливни с энергией более  $10^{17}$  эВ. Этот детектор предполагает наличие мощного изотропного источника монохроматического излучения, работающего в непрерывном или импульсном режиме. Релятивистские частицы широкого атмосферного ливня, сосредоточенные в тонком каскадном диске, ионизуют атомы азота и кислорода при прохождении через атмосферу Земли. Электроны, оторванные от нейтральных атомов и неспособные ионизировать молекулы, за время порядка  $10^{-10}$  с термализуются и в течение времени  $\tau_e$  остаются свободными, испытывая хаотические столкновения с нейтральными молекулами до тех пор, пока не «прилипнут» к молекуле кислорода.

В поле внешнего источника электромагнитного излучения с частотой  $\nu_0 \geq 1/\tau_e$  на хаотическое перемещение ионизационных электронов будет накладываться упорядоченное колебательное движение. Поскольку число соударений теплового электрона с нейтральными молекулами за одну секунду составляет величину порядка  $10^{11} \text{ с}^{-1}$ , за один период он испытывает множество соударений и поэтому его движение подобно дрейфу в электрическом поле. Такое поведение во многом аналогично движению свободных электронов в проводнике с переменным током (например, в антенне). Поэтому ионизационные электроны, составляющие след атмосферного ливня, будут переизлучать падающие на них электромагнитные волны внешнего радиоисточника. Длина такого трека равна приблизительно 30 м, а характерная концентрация электронов в нем составляет величину порядка  $10^{11} \text{ м}^{-3}$ . Отсюда следует, что показатель ослабления радиоволн настолько мал, что плазма, образованная ионизационными электронами, практически прозрачна и эффекты, связанные с поглощением на длине около 30 м, можно не учитывать.

Для получения оценки интенсивности излучения следует считать, что ионизационные электроны имеют тепловые скорости, однако релятивистский эффект тем не менее имеет место. Это связано с тем, что скорость распространения волны возмущения (т. е. каскадного диска) близка к скорости света в вакууме. Явления, протекающие в этом процессе, очень близки по характеру к черенковскому излучению. При черенковском излучении заряд, движущийся со скоростью, большей скорости света в среде, возбуждает нейтральные неподвижные атомы, которые фактически и являются источниками излучения. Оно не может «обогнать» заряженную частицу, что приводит к образованию скачка возмущения, т. е. электромагнитного излучения, которое мы и называем черенковским. Точно так же фронт атмосферного ливня, движущийся со скоростью, превышающей скорость света в воздухе, возбуждает (в данном случае ионизует) нейтральные атомы. Однако существенное отличие механизма излучения в этой модели связано с присутствием высокочастотного электромагнитного поля, которое вызывает колебание ионизационных электронов. Диаграмма излучения такой частицы практически изотропна (например, как у диполя Герца), однако в направлении движения ливня излучение может когерентно складываться с излучением вновь образованных ионизационных электронов, которые также колеблются с частотой источника. Результирующее поле перед фронтом ливня должно зависеть как от частоты внешнего источника, так и от скорости ливня. Поскольку она близка к скорости света, следует ожидать, что это поле будет значительно усилено когерентным сложением радиоволн, испускаемых всеми ионизационными электронами.

Рассчитаем интенсивность радиоэмиссии от трека длиной  $\tau_e v$  метров и поперечным распределением плотности, соответствующим нормальному закону. Такая упрощенная модель в основном будет правильно описывать поле излучения при типичных условиях и не потребует сложных расчетов. Кроме того, допустим следующее.

а) Внешний источник излучения находится настолько далеко, что в области максимума ливня его поле можно описать плоской волной. Вектор напряженности поля  $Ee_z$  источника будем считать направленным перпендикулярно к оси ливня.

б) Толщина каскадного диска пренебрежимо мала по сравнению с длиной волны излучателя.

в) Излучение ионизационных электронов возникает под действием поля излучения внешнего источника гармонических волн с частотой  $\omega_0$ .

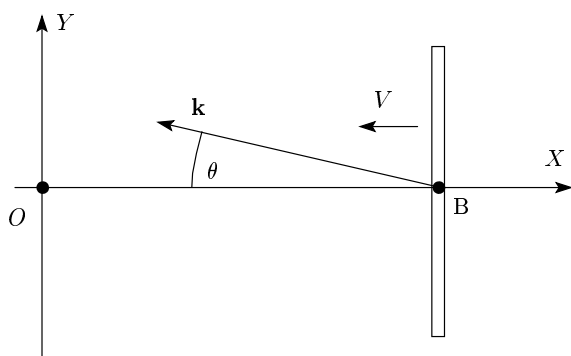


Рис. 1. Направление распространения каскадного ливня и его излучения. Наблюдатель находится в плоскости XY

г) Наблюдатель находится в плоскости XY, так что угол, образованный осью X и направлением наблюдения, равен  $\theta$ . На рис. 1 в точке B изображен тонкий слой  $dx'$  поперечного сечения трека, а в точке O — источник монохроматического излучения.

д) Для примера выбран ливень с энергией  $W_0 = 10^{17}$  эВ. Максимум его достигается на высоте, равной приблизительно 4 км, где давление соответствует приблизительно  $630 \text{ г/см}^2$ , а коэффициент преломления воздуха  $n = 1.00017$ . При этом максимальное число заряженных частиц достигает величины  $N_0 = 6 \cdot 10^7$ .

е) В районе максимума ливня атмосфера однородна и потери энергии релятивистских электронов на ионизацию составляют приблизительно  $2 \text{ МэВ} \cdot (\text{г/см}^2)^{-1}$ , что соответствует  $dW/dx = 0.18 \text{ МэВ/м}$  на высоте 4 км.

ж) Средняя энергия, затрачиваемая на один акт ионизации, составляет  $W_1 = 30$  эВ, т. е. на каждом метре образуется  $N_1 = 6 \cdot 10^3$  ионизационных электронов [4, 5].

з) Вблизи максимума ливня амплитуда напряженности поля источника излучения постоянна и равна  $E_0 [\text{В/м}] = \sqrt{30P}/R$ , где  $R$  — расстояние до источника,  $P [\text{Вт}]$  — мощность источника.

Запишем далее уравнение движения термализованного электрона в переменном электромагнитном поле. Уравнение должно включать силу, действующую со стороны поля источника  $q\mathbf{E}$  и силу торможения, возникающую при столкновениях с нейтральными молекулами. В простейшем рассмотрении она может быть выражена как  $-m\nu_{eff}\dot{z}$ , где  $\dot{z}$  — скорость упорядоченного движения под действием поля и

$$\nu_{eff} [\text{с}^{-1}] \approx \frac{4\pi}{3} a^2 N_m \langle v_t \rangle$$

— среднее количество соударений с нейтральными молекулами в единицу времени (см., например, [6]). Кроме того, здесь введены обозначения  $a \approx 1.2 \cdot 10^{-10} \text{ м}$  — эффективный радиус нейтральных молекул атмосферы,  $N_m [\text{м}^{-3}] = 1.4 \cdot 10^{25}$  — концентрация нейтральных молекул на высоте 4 км,  $\langle v_t \rangle \approx 10^5 \text{ м/с}$  — средняя скорость теплового движения электронов,  $q = 1.6 \cdot 10^{-19} \text{ К}$  — заряд электрона и  $m = 0.9 \cdot 10^{-30} \text{ кг}$  — масса электрона. На высоте 4 км  $\nu_{eff} = 8.5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ . Учитывая неравенство  $\nu_{eff} \gg \omega_0$ , найдем, что через время порядка  $10^{-11} - 10^{-10} \text{ с}$  решение дифференциального уравнения движения ионизационных электронов

$$\ddot{z} + \nu_{eff}\dot{z} = \frac{qE_0}{m} \cos(\omega_0 t - kx')$$

будет иметь вид

$$z(t) = \frac{q}{m\nu_{eff}\omega_0} E_0 \sin(\omega_0 t - kx').$$

Скорость электронов в поле источника запишем в виде

$$\mathbf{v}_d = \dot{\mathbf{z}} = \frac{e_z q}{m\nu_{eff}} E_0 \cos(\omega_0 t - kx').$$

Теперь выразим плотность ионизационных электронов как функцию поперечного размера ливня. Для этого можно воспользоваться аппроксимацией Нишимуры–Каматы–Грейзена (NKG) в максимуме ливня (см., например, [7–9]):

$$\rho_{NKG}(r) = \frac{1}{r_M^2} \frac{2.5}{2\pi} \left(\frac{r}{r_M}\right)^{-1} \left(1 + \frac{r}{r_M}\right)^{-3.5},$$

где  $r_M = 117 \text{ м}$  — радиус Мольера для высоты 4 км. Однако хорошо известно, что эта аппроксимация вблизи оси сильно отличается от реального распределения частиц. Распределение  $\rho_{NKG} \rightarrow \infty$  при  $r \rightarrow 0$  и в случае применения его для расчета интенсивности излучения оно даст неоправданно завышенное значение спектральной интенсивности в области высоких частот. Кроме того, включение в расчет бесконечных величин может неблагоприятно отразиться на численных расчетах вблизи центра диска. Поэтому имеет смысл видоизменить аппроксимацию так, чтобы основные ее характеристики были близки к распределению  $\rho_{NKG}$ , но бесконечность отсутствовала. Такое распределение можно выбрать в виде распределения Гаусса, подобрав дисперсию так, чтобы полное число частиц, содержащихся в круге с радиусом  $y$ , т. е.

$$f_i(r) = \int_0^y \rho_i(r) 2\pi r dr,$$

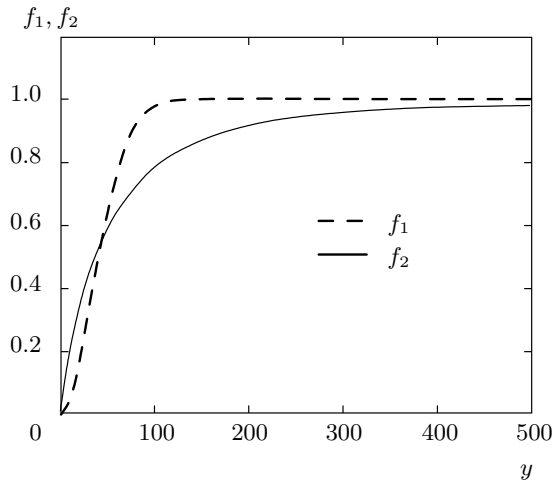


Рис. 2. Полное число частиц в диске с радиусом  $r = y$  для распределения НКГ (функция  $f_1$ ) и распределения Гаусса (функция  $f_2$ )

минимально отличалось от значений, даваемых распределением  $\rho_{НКГ}$ . Например, распределение вида

$$\rho_G [\text{м}^{-2}] = \frac{N(x')}{\pi r_0^2} \exp\left(-\frac{r^2}{r_0^2}\right)$$

нормировано на полное число частиц в каскадном диске. Здесь  $N(x')$  — каскадная функция. С помощью этого распределения можно найти полное число частиц  $f_G$ , содержащихся в круге произвольного радиуса. При величине параметра  $r_0 = 50$  м оно будет очень близко к числу частиц  $f_{НКГ}$ , полученных для распределения  $\rho_{НКГ}$ .

На рис. 2 для сравнения показаны функции для распределений НКГ и Гаусса. Величина переменной  $y$  выражена в метрах.

Кривые показывают, что для значения радиуса диска  $r = 50$  м число частиц в нем составляет около 60 % для обоих распределений. При больших значениях радиуса, например при  $r = 100$  м, доли частиц для этих распределений различаются приблизительно на 15–18 %. Для оценки интенсивности переизлучения это не столь большая погрешность, однако бесконечность в этой аппроксимации теперь отсутствует.

Исходя из предположения г), т. е. о том, что наблюдатель находится в плоскости  $XY$ , можно считать очевидным, что фаза падающей на диск волны практически не зависит от координаты  $Z$ . Это утверждение обосновано тем фактом, что размер области, содержащей подавляющее число частиц, не превышает 100 м, а расстояние от диска до источника на два порядка больше, чем этот размер. Поэтому бу-

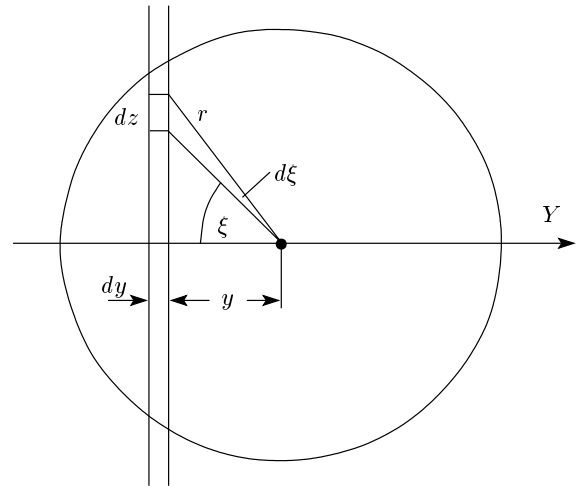


Рис. 3. Вид на произвольное поперечное сечение в области ионизационных электронов. Волна падает перпендикулярно к плоскости чертежа вдоль оси  $X$

дем считать фазу переизлученной волны зависящей только от угла  $\theta$ , т. е. от координаты  $Y$ . В этой связи удобно далее рассматривать концентрацию частиц как функцию только одной переменной на оси  $Y$ .

Для этого определим число частиц, содержащихся в элементе объема  $dV' = dx'dy'dz'$ , причем найдем предварительно полное число частиц, внутри вертикальной полосы шириной  $dy$ , находящейся в произвольной точке оси  $Y$  (см. рис. 3). Поскольку  $dz' = r d\xi / \cos \xi$ , объем произвольного элемента  $dV' = dx'dy'dz'$  равен

$$dV' = y dy dx d\xi / \cos^2 \xi.$$

Полное число релятивистских частиц в полосе каскадного диска шириной  $dy$  равно

$$\begin{aligned} dN(y') &= 2 \int_0^{\pi/2} \rho_G \frac{y' dy' dx'}{\cos^2 \xi} d\xi = \frac{2N(x')}{\pi r_0^2} \times \\ &\times \int_0^{\infty} \exp\left(-\frac{y'^2}{r_0^2 \cos^2 \xi}\right) \frac{y' dy'}{\cos^2 \xi} d\xi = \\ &= \frac{N(x') dy'}{\sqrt{\pi} r_0} \exp\left(-\frac{y'^2}{r_0^2}\right). \end{aligned}$$

Можно условно считать, что эти частицы находятся в слое единичной высоты  $L$ . Величина  $L$  не имеет принципиального значения, так как далее она сократится, однако для правильного написания размерности она необходима. Тогда число ионизационных электронов, образованных этими релятивистскими

частицами на пути  $dx$ , равно  $dN(y')N_1 dx$ , а объемная плотность  $dN(y')N_1 dx/dV'$  будет соответственно равна

$$n(y') [M^{-3}] = \frac{N(x')N_1}{\sqrt{\pi} r_0 L} \exp \left\{ - \left( \frac{y'}{r_0} \right)^2 \right\}.$$

Плотность тока ионизационных электронов выразим как  $\mathbf{j} = nev_d$ , где каскадную функцию  $N(x')$  запишем в параметризованном виде [7, 8, 10]

$$N(x') = \frac{0.31}{\sqrt{\alpha}} \exp \left\{ \alpha - \frac{(x' - \alpha z_0)^2}{3\alpha z_0^2} \right\},$$

$$\alpha = \ln W_0/W_{cr},$$

$W_{cr} \approx 80$  МэВ — критическая энергия электронов ливня для воздуха,  $W_0$  — энергия первичной частицы,  $z_0 = 450$  м — величина радиационной единицы длины на высоте 4 км.

Плотность тока ионизационных электронов, находящихся в произвольном неподвижном элементе объема  $dV'$ , запишем в виде

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) \left[ \frac{A}{M^2} \right] = \frac{qN_1 N(x')}{\sqrt{\pi} r_0 L} \exp \left\{ - \left( \frac{y'}{r_0} \right)^2 \right\} \times$$

$$\times \mathbf{e}_z v_d \cos \left[ \omega_0 \left( t - \frac{x'}{v} \right) + \varphi_0 \right], \quad (1)$$

где

$$v_d = (\mathbf{e}_z q/m\nu_{eff}) E_0.$$

Фурье-компонента соответственно равна

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, \omega) \left[ \frac{A}{M^2 \Gamma_{Ц}} \right] = \frac{qN_1 N(x')}{\sqrt{\pi} r_0 L} \times$$

$$\times \exp \left\{ - \left( \frac{y'}{r_0} \right)^2 \right\} \mathbf{e}_z v_d \times$$

$$\times \int_{x'/v}^{x'/v + \tau_e} \cos \left[ \omega_0 \left( t - \frac{x'}{v} \right) + \varphi_0 \right] \exp(i\omega t) dt, \quad (2)$$

где пределы интегрирования учитывают тот факт, что колебания начнутся в момент прихода диска  $t = x'/v$  в точку  $x'$  и будут продолжаться в течение отрезка времени  $\tau_e$ . Вычисления (2) дают следующее выражение:

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{e}_z \frac{qN_1 N(x')}{\sqrt{\pi} r_0 L} \exp \left\{ - \left( \frac{y'}{r_0} \right)^2 \right\} \times$$

$$\times \mathbf{e}_z v_0 \frac{\exp(i\omega x'/v)}{\omega_0^2 - \omega^2} J_{1-4},$$

где

$$J_{1-4} = \{j_1 + j_2 + j_3 + j_4\},$$

$$j_1 = \exp(i\omega \tau_e) i\omega \cos(\tau_e \omega_0 + \varphi_0),$$

$$j_2 = \exp(i\omega \tau_e) \omega_0 \sin(\tau_e \omega_0 + \varphi_0),$$

$$j_3 = -i\omega \cos \varphi_0, \quad j_4 = -\omega_0 \sin \varphi_0.$$

Векторный потенциал на большом расстоянии от наблюдателя с координатами

$$\mathbf{r} = \mathbf{e}_x x + \mathbf{e}_y y + \mathbf{e}_z z$$

выражаем в виде

$$A(\omega, \mathbf{r}) \left[ \frac{B \cdot c^2}{M} \right] \mathbf{e}_z = \frac{\mu_0 \exp(ikr)}{4\pi r} \times$$

$$\times \int_{V'} \mathbf{j}(\omega, \mathbf{r}') \exp(-in\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}') dV'.$$

Индукция магнитного поля равна

$$\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A} = ikA \left[ \nabla \left( \frac{1}{r} \right) \times \mathbf{e}_z \right] = \mathbf{b} ikA,$$

где единичный вектор  $\mathbf{b}$  совпадает с направлением магнитного поля. Индукция будет состоять из четырех слагаемых, причем скалярное произведение

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}' = x'k \cos \theta + y'k \sin \theta$$

не содержит  $z'$  (согласно пункту г)). Интегрирование по переменным  $y'$  и  $z'$  даст множитель, равный

$$\int_{-L/2}^{L/2} \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ - \left( \frac{y'}{r_0} \right)^2 \right\} \exp(-nk \sin \theta) dy dz =$$

$$= r_0 L \sqrt{\pi} \exp \left( -\frac{1}{4} r_0^2 k^2 \sin^2 \theta \right).$$

Обозначим

$$\mathbf{D}_i(\omega, \theta) \left[ \frac{B \cdot c^2}{M^3} \right] = \mathbf{b} ik \frac{\mu_0 \exp(ikr)}{4\pi r} \frac{qN_1}{\sqrt{\alpha}} \times$$

$$\times \frac{v_0 \cdot 0.31 \exp \alpha}{\omega_0^2 - \omega^2} \exp \left( -\frac{1}{4} r_0^2 k^2 \sin^2 \theta \right) j_i,$$

тогда индукцию запишем в виде

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, \omega) = \sum_{i=1}^4 \mathbf{B}_i(\mathbf{r}, \omega) = \sum_{i=1}^4 \mathbf{D}_i(\omega, \theta) \times$$

$$\times \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ -\frac{(x' - \alpha z_0)^2}{3\alpha z_0^2} \right\} \times$$

$$\times \exp \left\{ i\omega \frac{x'}{v} (1 - \beta n \cos \theta) \right\} dx', \quad (3)$$

где  $\beta = v/c$  — относительная скорость,  $v$  — скорость распространения ливня в атмосфере Земли. В максимуме ливня характерная энергия частиц составляет величину  $\sim 30$  МэВ. Это соответствует значению  $\beta = 0.99944$ . Бесконечные пределы интегрирования по переменной  $x'$  не внесут существенных изменений в интеграл, поскольку каскадная функция  $N(x')$  экспоненциально убывает при больших значениях аргумента. Вычисления дают:

$$\mathbf{B}_1(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{D}_1(\theta, \omega) \exp\left(i\frac{\omega}{v} p \alpha z_0\right) z_0 \sqrt{3\pi\alpha} \times \exp\left(-\frac{3}{4} \frac{\alpha z_0^2}{v^2} \omega^2 p^2\right),$$

$$\mathbf{B}_2(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{D}_2(\theta, \omega) \exp\left(i\frac{\omega}{v} p \alpha z_0\right) z_0 \sqrt{3\pi\alpha} \times \exp\left(-\frac{3}{4} \frac{\alpha z_0^2}{v^2} \omega^2 p^2\right),$$

$$\mathbf{B}_3(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{D}_3(\theta, \omega) \exp\left(i\frac{\omega}{v} p \alpha z_0\right) z_0 \sqrt{3\pi\alpha} \times \exp\left(-\frac{3}{4} \frac{\alpha z_0^2}{v^2} \omega^2 p^2\right),$$

$$\mathbf{B}_4(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{D}_4(\theta, \omega) \exp\left(i\frac{\omega}{v} p \alpha z_0\right) z_0 \sqrt{3\pi\alpha} \times \exp\left(-\frac{3}{4} \frac{\alpha z_0^2}{v^2} \omega^2 p^2\right),$$

где  $p = (1 - \beta n \cos \theta)$ .

Модуль спектра напряженности поля найдем из соотношения

$$\left| \mathbf{E}(\omega, r) \left[ \frac{\mathbf{B}}{\text{М} \cdot \text{с}^{-1}} \right] \right| = c |\mathbf{B}(\omega, \mathbf{r})|, \quad (4)$$

или в энергетических единицах, выражающих количество энергии, прошедшей через  $1 \text{ м}^2$  в единичном частотном интервале за все время излучения:

$$\frac{dW}{dS d\omega} \left[ \frac{\text{Дж}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}} \right] = \frac{\varepsilon_0 c}{\pi} |E(\omega)|^2 = \frac{\varepsilon_0 c^3}{\pi} |\text{rot } \mathbf{A}(\omega, r)|^2,$$

где  $\omega$  — циклическая частота.

На рис. 4 представлена зависимость (4) как функция циклической частоты  $\omega$ . Максимальная напряженность поля приходится на область частот источника  $\omega_0 = 7 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$  и достигает значения  $0.73 \cdot 10^{-12} \text{ В} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{с}$ . Это соответствует энергии  $W = 0.45 \cdot 10^{-27} \text{ Дж}/\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ , приходящейся на единичный интервал частот за все время излучения. Кроме того, здесь принято  $N_1 = 6 \cdot 10^3$ ,  $\beta = 0.99944$ ,

$E(\omega, r), \text{ В}/(\text{м} \cdot \text{с}^{-1})$

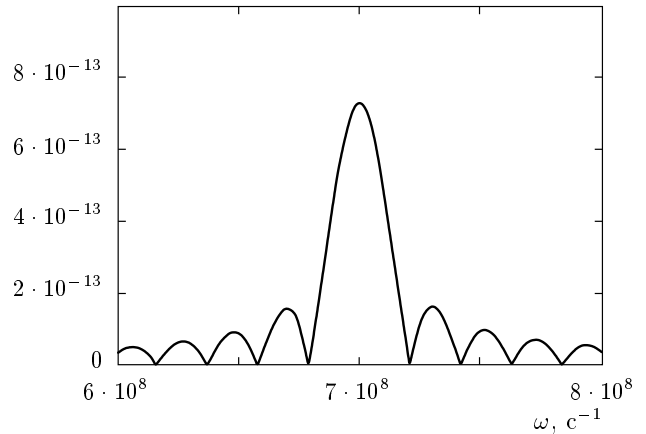


Рис. 4. Частотный спектр рассеянного излучения

$E(\omega, \theta), \text{ В}/(\text{м} \cdot \text{с}^{-1})$

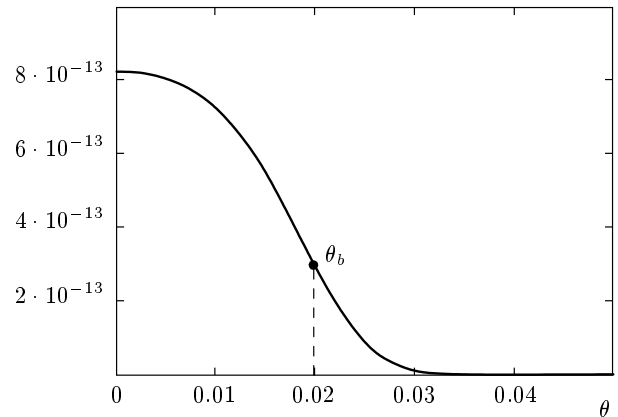


Рис. 5. Диаграмма направленности рассеянного излучения

мощность источника  $W = 10^5 \text{ Вт}$ ,  $\theta = 0.01$ ,  $\varphi_0 = 0$ ,  $r_0 = 50 \text{ м}$ ,  $\nu_{eff} = 8.5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ . «Прилипание» электронов к атому кислорода (или азота) происходит в тройных столкновениях, поэтому время этого процесса зависит прямо пропорционально от квадрата концентрации и на высоте 4 км увеличится до  $3 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ .

Ширина спектра напряженности поля на рис. 4 равна приблизительно 4 МГц. На рис. 5 показано пространственное распределение излучения в плоскости  $XU$ , где ширина диаграммы на полувысоте соответствует примерно  $2^\circ$ .

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученная выше теоретическая оценка максимума спектральной напряженности поля ( $E(\omega) \sim \sim 10^{-12} \text{ В} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{с}$ ) близка к величине напряженности, обусловленной собственным механизмом излучения. Например, для ливня с энергией  $10^{17}$ – $10^{18}$  эВ на частоте 55 МГц в экспериментальной работе [9] было найдено, что  $E_\nu \sim 10$  мкВ/м·МГц на расстоянии 100 м от оси ливня.

В обзорной работе [11], выполненной несколькими исследовательскими коллективами, приводятся характерные значения измеренных полей для ливней с энергиями  $10^{17}$  эВ. Их величина  $E_\nu \approx \approx 5$ – $15$  мкВ/м·МГц мало отличается от полученной здесь. Теоретическое значение  $E_\nu$  сопоставимо с результатами более поздних работ. Например, в эксперименте LOPES измеренная напряженность поля, вызванного ливнем с энергией  $W_0 = 1.8 \cdot 10^{11}$  эВ, составила  $E \approx 10$  мкВ/м·МГц [12, 13].

Сейчас идея радиодетектирования ШАЛ приобрела новый смысл. Этот метод рассматривается как вспомогательный для флуоресцентных и поверхностных детекторов и в этой связи в настоящее время более тщательно изучаются механизмы излучения каскадных ливней. Методы моделирования излучения разделились на два основных направления. В одном из них (макроскопический подход) излучение обусловлено поперечным током в магнитном поле Земли, а в другом (микроскопический подход) источником излучения являются отдельные частицы (электрон и позитрон), движущиеся по спиральным траекториям.

Теоретический расчет напряженности электрического поля для моделей первого направления показывает, что ливень с энергией  $W_0 = 10^{17}$  эВ вблизи частоты 60–70 МГц на расстоянии 100 м от оси создает напряженность, равную приблизительно 10 мкВ/м·МГц [14–16]. Очень близкие к этому значения напряженности поля получены и в моделях с микроскопическим подходом [17, 18].

С энергетической точки зрения никакого преимущества описанный здесь метод детектирования не имеет. Однако характер переизлучения имеет свои особенности и это дает надежду на то, что он может быть востребован.

Опытную установку для радиолокации ШАЛ можно представить себе, например, в следующем виде. От высокочастотного генератора электрических колебаний с мощностью порядка 100 кВт сигнал подается на вертикальную (с круговой диаграммой) антенну. По периметру окружности радиусом

$R \approx 1$  км, в центре которой находится передающая антенна, расположены направленные приемные антенны с большим коэффициентом усиления, вертикальной поляризацией и сильно подавленным задним лепестком. Например, если приемные антенны имеют диаграмму шириной  $36^\circ$  в плоскости Земли, то количество таких антенн должно быть равно 10. Это даст возможность полного обзора ( $360^\circ$ ) в плоскости Земли. Высокое усиление антенн (15–20 дБ) обеспечит многократное повышение отношения сигнал/шум. Естественно, в зоне детектора окажутся и те ливни, направление которых неточно совпадает с направлением на передающую антенну.

Телесный угол, внутри которого находятся все направления прихода ливней, способные вызвать детектируемый радиосигнал, определяется диаграммой направленности всего комплекса антенн. В плоскости Земли он ограничен азимутальным углом  $2\pi$ . Выбор аксиального угла в пределах  $\pi/6$ – $\pi/3$  будет, вероятно, близок реальным значениям. Телесный угол в этом примере превышает 2 ср. Кроме того, «светосила» установки зависит от ширины диаграммы излучения  $\theta_b \approx 0.02$  (см. рис. 5), расстояния от приемной антенны до максимума ливня и от радиуса окружности  $R$ .

Такой детектор будет иметь несколько характерных особенностей.

1. Импульсные помехи индустриального происхождения часто попадают в приемное устройство из ближней зоны вне диаграммы приемной антенны. Поэтому если на одной антенне сигнал есть, а на соседних антеннах — нет, то это может быть косвенным указанием на ожидаемое событие.

2. Ширина спектра на полувысоте на рис. 4 равна 4 МГц с центром на частоте, приблизительно равной 111.4 МГц (см. рис. 4). Поэтому, если дополнительный приемник имеет такую же полосу частот, как и основной, но центральная частота равна, например, 107.4 МГц, то отсутствие сигнала на вспомогательном приемнике также будет дополнительно свидетельствовать о переизлученном радиоимпульсе.

3. Генератор может работать в импульсном или непрерывном режимах. В первом случае длительность импульса должна быть не меньше времени распространения ливня. Этот режим облегчает условия приема отраженного сигнала. Непрерывный режим более эффективный, так как позволяет вести наблюдения без перерывов. Возможные наводки на приемные устройства со стороны передающей антенны легко устранимы с помощью цифровых фильтров в канале радиоприемников и антенн с сильно подавленным задним лепестком.

4. С высокой эффективностью такой детектор будет регистрировать радиоимпульсы от сильно наклонных ливней, вызванных нейтрино сверхвысокой энергии. В этом случае эффективность поверхностных детекторов близка к нулю, а эффективность флуоресцентных — только 10 %.

5. Амплитуда рассеянного излучения (4) прямо пропорционально зависит от амплитуды падающего сигнала. Это значит, что если на сигнал источника накладывается определенного характера модуляция, то сравнивая излученный сигнал с принятым сигналом, можно установить приблизительное расстояние до максимума ливня или выяснить происхождение принятого радиосигнала.

Рассматриваемая здесь идея радиолокации ШАЛ не является новой. Например, такая возможность обсуждается в работе [19]. Исходя из аналогии, вытекающей из сравнения широкого атмосферного ливня с микрометеорами, наблюдаемыми на высоте порядка 100 км, и аналогии с линейной молнией, автор приходит к оптимистичному выводу о длительности жизни  $\tau_e$  свободных электронов на высотах 5–10 км, где ШАЛ может достигать максимального развития. По мнению автора работы [19] ионизационный след от ливня можно рассматривать как «квазистатистический», а минимальное значение величины  $\tau_e$  составляет десятки микросекунд. Это противоречит общепринятому положению, что время  $\tau_e$  на уровне моря не превышает  $\tau_e \sim 10^{-8}$ – $10^{-7}$  с [4, 5]. Этот факт должен принципиально изменить модель ионизационного трека, принятую в работе [19]. В настоящей работе основополагающим является тот факт, что ионизационные электроны, образующие трек ливня, не перемещаются вслед за каскадным диском и имеют скорости не выше тепловой. Кажущийся эффект перемещения связан с коротким временем жизни свободных электронов в атмосфере.

В одной из последних теоретических работ [20] также рассмотрена модель излучения ионизационных электронов, в которой величина  $\tau_e$  соответствует современным представлениям. Однако в ней не учтены некоторые эффекты, которые принципиально изменяют физическую картину процесса переизлучения. Например, известно, что формулы томсоновского рассеяния справедливы только в случае падения гармонической волны на свободный электрон. Ионизационный электрон широкого атмосферного ливня нельзя считать таковым. За один период падающей электромагнитной волны с частотой  $\nu \sim 50$ – $100$  МГц электрон более сотни раз столкнется с нейтральной молекулой воздуха. Кроме то-

го, в течение времени  $\tau_e$  при такой частоте электрон совершит 5–10 полных колебаний, а это приводит к значительному уширению линии, как показано на рис. 4. При томсоновском рассеянии уширение незначительно.

Следующее замечание не менее принципиальное. Легко убедиться, что учет этих столкновений приводит к уменьшению скорости электрона (а значит, и ускорения в поле волны) не менее чем на два порядка. В настоящей работе максимальная скорость электрона с учетом столкновений найдена равной

$$v_d = (q/m\nu_{eff})E_m \approx 0.9 \text{ м/с.}$$

Если не учитывать столкновения, то максимальная скорость электрона равна

$$v_m = (qE_m/m)T/4 \approx 160 \text{ м/с,}$$

где  $E_m = 0.4$  В/м. А это значит, что мощность излучения будет завышена не менее чем на четыре порядка. Наконец, еще одно замечание к работе [20]. Ионизационные электроны не движутся вместе с ливнем, следовательно, и эффект Доплера не должен иметь места. Поэтому частотный сдвиг, показанный на рис. 3 в работе [20], — это явное недоразумение. Сдвиг несущей частоты (т. е. эффект Доплера) может быть только в том случае, когда волна отражается от движущейся плазмы. Например, хорошо известно, что при сторании в атмосфере Земли мелких метеорных тел на высоте 100–120 км, где свободный пробег электрона примерно 1 м, сдвиг частоты отраженного сигнала вещательной радиостанции может превысить несколько килогерц.

В работах [21, 22] также исследована возможность отражения радиосигнала от плазмы, образующейся при распространении ливня в атмосфере Земли. При этом предполагается, что радарная установка будет работать совместно с детектором космических лучей Telescope Array (штат Utah, USA). Оценки мощности отраженного сигнала, проведенные авторами, не учитывают тот факт, что одного условия равенства плазменной частоты  $\omega_p$  частоте падающей волны  $\omega_0$  недостаточно для зеркального отражения. Для эффекта отражения необходимо дополнительное условие. Необходимо, чтобы частота столкновений электронов с атомами была на несколько порядков ниже, чем частота волны. Физический смысл этого требования был рассмотрен выше. В данном случае ситуация обратная, т. е.  $\omega_0 \ll \nu_{eff}$  и в работах [21, 22], как и в работе [20], этот факт не комментируется.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Г. А. Аскарьян, ЖЭТФ **41**, 616 (1961).
2. Г. А. Аскарьян, ЖЭТФ **48**, 988 (1965).
3. F. D. Kahn and I. Lerche, Proc. Roy. Soc. A **289**, 206 (1966).
4. А. Энгель, *Ионизованные газы*, Физматлит, Москва (1959).
5. Ю. П. Райзер, *Основы современной физики газоразрядных процессов*, Наука, Москва (1980).
6. В. Л. Гинзбург, *Распространение электромагнитных волн в плазме*, Физматлит, Москва (1960).
7. А. Д. Филоненко, УФН **182**, 793 (2012).
8. С. Хаякава, *Физика космических лучей*, Мир, Москва (1973).
9. Н. Р. Аллан, Prog. in Element. Part. and Cosm. Ray Phys. **10**, 171 (1971).
10. А. Д. Филоненко, Письма в ЖЭТФ **86**, 339 (2007).
11. В. Б. Атрашкевич, О. В. Веденеев, Х. Р. Аллан и др., ЯФ **28**, 712 (1978).
12. A. Haungs, W. D. Apel, J. C. Arteaga et al., arXiv: 0811.1919v1 [astro-ph].
13. W. D. Apel, J. C. Arteaga, T. Asch et al., arXiv: 0910.4866v1 [astro-ph.HE].
14. O. Scholten, K. Werner, and F. Ruydi, arXiv: 0709.2872v1 [astro-ph].
15. O. Scholten and K. Werner, arXiv: 0712.2517v1 [astro-ph].
16. O. Scholten, K. D. de Vries, and K. Werner, arXiv: 1207.1874v1 [astro-ph.HE].
17. T. Huege and H. Falcke, Astron. Astrophys. **412**, 19 (2003).
18. T. Huege and H. Falcke, Astron. Astrophys. **430**, 779 (2005).
19. P. W. Gorham, arXiv:hep-ex/0001041.
20. J. Stasielak, S. Baur, M. Bertaina et al., arXiv: 1210.1427 [astro-ph.HE].
21. M. Abou Bark Othman, C. Allen, J. Belz et al., 32<sup>nd</sup> Int. Cosmic Ray Conf., Beijing (2011).
22. H. Takai, I. Myers, J. Belz et al., 32<sup>nd</sup> Int. Cosmic Ray Conf., Beijing (2011).